

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

11. KÖTET

2. SZÁM

1963
BUDAPEST

Kiadásért felelős: Jánossy Lajos
Megjelent: 1963. május 5. Példányszám: 450

Készült rotaprint eljárással

1364. KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZET
KIADÓI CSOPORT

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
K Ö Z L E M É N Y E I

Erő János, Kiss István, Mátrai Tibor, Náray Zsolt és Pál Lénára
közreműködésével szerkeszti
Fenyves Ervin

11.kötet	1963	2.szám
----------	------	--------

T A R T A L O M J E G Y Z É K

Oldal

1. Jánossy Lajos és Huszár Miklós: Kettős frekvenciájú szórás . . 77
2. Farkas Győző, Jánossy Lajos, Náray Zsolt és Varga Péter:
Ujabb kísérleti vizsgálatok koherens fénynya-
lábok korrelációjának meghatározására 89
3. Erdőkürti Zoltán és Kántor Károly: Az interferencia rend-
száma és láthatósága Michelson interferome-
terben téglalapalaku centrált fényforrások
esetén 99
4. Erdőkürti Zoltán és Kántor Károly: Az interferencia lát-
hatósága és rendszáma Michelson interfero-
méterben excentrikus fényforrások esetén . . . 117
5. Szentgyörgyi István: A VVR Sz 2 MW-os kísérleti atomreak-
tor teljesítménynövelésének lehetősége fe-
lületi forrásos hűtéssel 127
6. Molnár Ferenc: Szakaszos üzemi besugárzás alatt képződő
radioizotópok aktivitásának számításáról . . . 139

K i s é r l e t i t e c h n i k a

7. Soós János: Dinamikakompresszor proporcionális számlá-
lókhoz 147
8. Bakos József, Erdőkürti Zoltán és Nagy György: Dekadikus
kinyomtató 157
9. Zobor Ervin: BF_3 számlálócső alkalmazása ionizációs kamra-
ként 159

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

KETTŐS FREKVENCIAJÚ SZÓRÁS

Irta: Jánossy Lajos és Huszár Miklós

Összefoglalás

A kvantummechanika hidrodinamikai modelljével megvizsgáljuk, hogy egy hidrogénatom a ráeső ω frekvenciájú elektromágneses sugárzás hatására milyen intenzitással emittál 2ω frekvenciájú hullámot. Azt találjuk, hogy a kettős frekvenciájú szórás intenzitása olyan kicsi, hogy kísérletileg nem mutatható ki.

Bevezetés

Essen egy atomra ω frekvenciájú lineárisan poláros elektromágneses hullám. Ennek hatására az elektron $\omega, 2\omega, 3\omega, \dots$ frekvenciájú hullámot bocsát ki. Ezt a jelenséget a klasszikus elmélettel a következőképpen írhatjuk le. Tekintsünk egy síkhullám hatása alatt mozgó ponttöltést. Legyen a síkhullám terjedési iránya az y tengely, az \underline{E} elektromos térerősség z irányu, a \underline{H} mágneses térerősség x irányu. A mozgásegyenlet:

$$e\underline{E} + \frac{e}{c} [\underline{v} \times \underline{H}] = m\ddot{\underline{r}},$$

ahol \underline{r} a töltés helyvektora, \underline{v} a sebessége, c a fénysebesség, e és m a részecske töltése és tömege, $\underline{E} = \underline{E}_0 \sin \omega t$ és $\underline{H} = \underline{H}_0 \sin \omega t$ az elektromos és mágneses térerősség. Első közelítésben a mágneses tér hatásától eltekinthetünk, ekkor a töltés ω frekvenciájú harmonikus mozgást végez a z tengely mentén. Második közelítésben az x irányu mágneses tér és a z irányu rezgés hatására 2ω frekvenciájú y irányu Lorentz-erő lép fel, mivel \underline{v} és \underline{H} , ω frekvenciájú harmonikus függvényei az időnek. Ez az erő a fenti z tengely irányu ω frekvenciájú rezgésre 2ω frekvenciájú y irányu rezgést szuperponál. Harmadik közelítésben ez utóbbi rezgés és a Lorentz erő hatására az előző mozgásra z irányu 3ω frekvenciájú rezgés rakódik, és így tovább, $4\omega, 5\omega, \dots$ stb. frekvenciájú rezgés komponensek keletkeznek.

A ponttöltés fenti mozgása $\omega, 2\omega, 3\omega, \dots$ stb. frekvenciájú szórt elektromágneses sugárzást hoz létre, melynek intenzitása a magasabb frek-

venciák felé rohamosan csökken.

A felharmonikus frekvenciájú szórás a kvantummechanika segítségével is leírhatjuk [1]. Ezen szigorubb leírásban a beeső hullám mágneses komponense a klasszikus esetnek megfelelően felharmonikus frekvenciákat hoz létre, de ezenkívül az elektromos komponens már magában is $\omega, 2\omega, 3\omega, \dots$ frekvenciájú elektromágneses hullám emisszióját hozza létre. Ez könnyen belátható, ha az időtől függő perturbációs számítászt alkalmazzuk. Az $U(t)$ perturbáló potenciál hatására a kezdetben a perturbálatlan Hamilton-operátor sajátállapotában lévő elektron ψ hullámfüggvénye időben változik. Ezt az időfüggést ψ -nek, az eredeti sajátfüggvények szerinti sorfejtésének $c_k(t)$ együtthatóit írják le. A $c_k(t)$ együtthatókat iterációval szokás kiszámítani. Ezek alakja $n+1$ -ik közelítésben, mint ismertes:

$$c_k^{(n+1)}(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_r \int_0^t U_{kr}(t') e^{i\omega_{kr}t'} c_r^{(n)}(t') dt' \quad , \quad //$$

ahol $U_{kr}(t') = \int \varphi_k^* U(t') \varphi_r d\tau$ a perturbáló operátor eredeti sajátfüggvényekkel képzett matrixeleme és $\omega_{kr} = (E_k - E_r)/\hbar$. E_k a perturbálatlan Hamilton-operátor φ_k sajátfüggvényéhez tartozó sajátérték./

Az $E = E_0 \sin \omega t$ alakú z irányú elektromos térnek megfelelő matrixelem:

$$U_{kr}(t') = -eE_0 z_{kr} \sin \omega t' = -\frac{eE_0}{2i} z_{kr} (e^{i\omega t'} - e^{-i\omega t'}) \quad ,$$

ahol

$$z_{kr} = \int \varphi_k^* z \varphi_r d\tau \quad .$$

/1/ felhasználásával a $c_k^{(n+1)}(t)$ együttható

$$c_k^{(n+1)}(t) = \frac{1}{2\hbar} \sum_r eE_0 z_{kr} \int_0^t (e^{i(\omega_{kr}+\omega)t'} - e^{i(\omega_{kr}-\omega)t'}) c_r^{(n)}(t') dt' \quad . \quad //$$

A /2/ kifejezésből látható, hogy ha a nulladik közelítésben egyik φ_i sajátállapotból indulunk ki, /azaz $c_r^{(0)} = \delta_{ri}$ /, c_k időfüggése első közelítésben ω , második közelítésben ω és 2ω , n -ik közelítésben $\omega, 2\omega, \dots, n\omega$ frekvenciával változik.^{x/}

^{x/} Mint említettük, a beeső hullám mágneses komponense is hozzájárul a felharmonikus frekvenciákhoz ez minden további nélkül figyelembe vehető.

Ebből következik, hogy a $c_k(t)$ együtthatókból megalkotható, hullám-függvényből származó $e\rho$ és j töltés- és áramsűrűség egy $\omega, 2\omega, 3\omega, \dots$ frekvenciájú sugárzást ír le.

Az időtől függő perturbációs számítás iteráló megoldásának következménye, hogy jó közelítést csak rövid ideig ad. A hidrodinamikai modell szemléletességét felhasználjuk arra, hogy egy olyan perturbációs számítást dolgozzunk ki, amely nem túl erős E elektromágneses tér esetén hosszú időre ad jó megoldást. Ezt a módszert egy későbbi közleményben részletesen ismertetjük, most csak a következőket jegyezzük meg. Egy atom alapállapotában az egyensúly úgy jön létre, hogy a magtól származó vonzó Coulomb-erő egyensúlyt tart a kvantummechanikai erővel, mely az elektront szét akarja folytatni. Ha az elektron-folyadék egy térfogatelemét külső elektromágneses tér elmozdítja $\delta \underline{r}$ vektorral, a visszahúzó $\delta \underline{F}$ erő, mely általában nem ellentétes irányu $\delta \underline{r}$ -rel, $\delta \underline{r}$ szerint haladó sor alakjában írható:

$$\underline{F}(\underline{r} + \delta \underline{r}) - \underline{F}(\underline{r}) = \delta \underline{F} = \frac{1}{1!} (\delta \underline{r} \nabla) \underline{F} + \frac{1}{2!} (\delta \underline{r} \nabla)^2 \underline{F} + \dots \quad /3/$$

Felharmonikus frekvencia a következő okok miatt keletkezik.

- 1/ Mivel a beeső elektromágneses hullám elektromos komponense szinuszosan változik az időben, egy kis térfogatelem elmozdulása is jó közelítéssel szinuszos lesz. A kvadrupolmomentum /11/ alatti definíciójából levolvasható, hogy a /3/ alatti sorfejtés első, azaz $\delta \underline{r}$ -rel arányos tagja kettős frekvenciájú kvadrupolsugárzást okoz, ha a kvadrupoltenzor nem nulla, mivel a kvadrupoltenzor kvadratikusan $\delta \underline{r}$ komponenseiben. Jelöljük a sugárzásnak ezt a komponensét szimbolikusan $S_{2\omega}^{QE}$ -val, ahol Q és E index elektromos kvadrupol sugárzásra, a 2ω pedig a kettős frekvenciára utal.
- 2/ A /3/ kifejezés második tagja, mely $\delta \underline{r}$ komponenseiben kvadratikusan, kettős frekvenciájú dipolsugárzást okoz, mivel ezen komponensek szinuszosan változnak az időben, tehát kvadratikusan alakjuk kétszeres frekvenciájú rezgést tartalmaz. Jelöljük ezt a sugárzást $S_{2\omega}^{DE}$ -val, ahol a D index a dipolsugárzásra vonatkozik.
- 3/ A 2/ pontban leírt $(\delta \underline{r})^2$ -tel arányos erőtag kvadrupolsugárzása az 1/ ponthoz hasonló megfontolás alapján már 4ω frekvenciájú sugárzást ír le, amit $S_{4\omega}^{QE}$ -val jelölünk.
- 4/ Az elektron mágneses momentumának időben változó része, amely segítségével a mágneses sugárzást írjuk le:

$$\underline{M} = e \int \underline{r} \times d\underline{r} \, d\tau ,$$

ahol $e\rho$ az elektromos töltéssűrűség, $\dot{\delta r}$ az elmozdulás idő szerinti deriváltja, \underline{r} pedig a $d\tau$ térfogatelem helyvektora. A mágneses momentum definíciójából látható, hogy a /3/ sor $\dot{\delta r}$ komponenseiben másodfokú tagja 2ω frekvenciájú mágneses sugárzást ad, amelyet $S_{2\omega}^{DM}$ -val jelölünk.

5/ Mint ez már a klasszikus elméletben is benne van, a beeső hullám mágneses komponense is okoz felharmonikus frekvenciájú szórást, amit $S_{2\omega}^H, S_{3\omega}^H$ stb.-vel jelölünk.

Végül tehát a felharmonikus szórás szimbólikusan a következő tagokból áll:

$$S_{\text{felh.}} = \underbrace{S_{2\omega}^{QE}}_{\delta r} + \underbrace{S_{2\omega}^{DE} + S_{4\omega}^{DE} + S_{2\omega}^{DM}}_{(\delta r)^2} + S_{2\omega}^H + \dots$$

A kapcsos zárójelek arra emlékeztetnek, hogy a megfelelő sugárzási tagok δr -rel vagy $(\delta r)^2$ -el arányos erőtagokból keletkeztek.

A következőkben ki fogjuk mutatni, hogy az elektromos és mágneses dipolsugárzás hidrogénatom esetében nulla, azaz $S_{2\omega}^{DE} = S_{2\omega}^{DM} = 0$, tehát a /3/ alatti sorfejtés második $(\delta r)^2$ -el arányos tagjából csak 4ω frekvenciájú szórás keletkezik. Hangsúlyozzuk azonban, hogy a fenti tagok nulla volta a hidrogén atom alapállapota gömbszimmetriájának következménye és pld. molekulákra általában ez nem áll fenn. Ezen közlemény célja, hogy kiszámítsuk a megmaradt $S_{2\omega}^{QE}$ és $S_{2\omega}^H$ tagokból eredő kettős frekvenciájú szórt sugárzás intenzitását és kimutassuk, hogy a gyakorlatban előforduló intenzitások esetén a kettős frekvenciájú szórás nem ad mérhető effektust, ebből pedig világosan következik, hogy az elektron egy térfogateleme nem túl nagy elektromágneses tér esetén igen jó közelítéssel lineáris erővel van kötve, hiszen a kétszeres szórás nem kimutatható, a $(\delta r)^2$ -tel arányos tagból pedig csak 4ω frekvenciájú szórás jön létre, ami még a kétszeres frekvenciájúnál is sokkal kisebb intenzitású.

Vizsgáljuk meg részletesen a fenti öt esetet.

I. A nemlineáris kötés által létrehozott kettős frekvenciájú szórás ($S_{2\omega}^{DE}$ és $S_{2\omega}^{DM}$)

Kiszámítjuk a /3/ sor kvadratikusan tagjából származó sugárzást. Rögzítsük a koordinátarendszert a beeső hullámhoz képest a bevezetésben megadott módon. A hidrodinamikai mozgásegyenlet: [2]

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{1}{m} \text{grad} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 \phi^{1/2}}{\phi^{1/2}} - \frac{e^2}{r} \right) + a_0 \sin \omega t, \quad /4/$$

ahol v az elektronfolyadék hely- és időfüggő sebessége, ρ pedig a sűrűsége, r a mag középpontjából számított távolság, $a_0 = \frac{e}{m} E_0$. Egyensúly esetén ρ a hidrogén alapállapotában, mint ismeretes

$$\rho = \rho_0(x, y, z) = \frac{1}{\pi} e^{-\frac{r}{r_0}}, \quad /5/$$

ahol r_0 a Bohr-sugár.

Ekkor a mozgásegyenletben a gradiens alatt konstans áll, tehát ez az erőtag eltűnik. A nemlineáris erőtagot a következőképpen nyerhetjük: első közelítésben a harmonikusan változó elektromos tér az elektronfelhőt me-reven rezegteti. Ebben a közelítésben a sűrűség az egyensúlyi $\rho_0(x, y, z)$ helyett, mint ez rögtön látható

$$\rho(x, y, z, t) = \rho_0(x, y, z + \frac{a_0}{\omega^2} \sin \omega t) \quad /6/$$

/Itt figyelembe vettük, hogy az E_0 térerősség z irányu./ /4/-ben most már a gradiens alatt nem kapunk konstans, hanem, mint erről egyszerű differenciálással, /5/ és /6/ felhasználásával meggyőződhetünk:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 \rho^{1/2}(x, y, z, t)}{\rho^{1/2}(x, y, z, t)} = \text{konst} + \frac{e^2}{r'(t)}, \quad \text{ahol}$$

$$r'(t) = (x^2 + y^2 + [z + \frac{a_0}{\omega^2} \sin \omega t]^2)^{1/2}.$$

A /4/ mozgásegyenlet alakja ezzel:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{m} \text{grad} \left(\frac{e^2}{r'(t)} - \frac{e^2}{r} \right) + a_0 \sin \omega t \quad /7/$$

A /3/ sorfejtésnek megfelelő kvadratikus tagot $\frac{e^2}{r'(t)}$ kifejezésnek $\frac{a_0}{\omega^2} \sin \omega t$ szerinti sorfejtésével nyerjük.

Bennünket a sorfejtésnek csak a másodrendű tagja érdekel, csak ezt tartjuk meg. Ezzel /7/:

$$m \frac{dv}{dt} = \cos 2\omega t \text{grad} \frac{e^2 a_0^2}{4 \omega^4} \frac{\partial^2 \frac{1}{r}}{\partial z^2} \quad /8/$$

alakú lesz.

A baloldalon a hidrodinamikai deriváltakat jó közelítéssel parciálisokkal helyettesítjük, amiből /8/-at kétszer integrálva nyerjük az δr elmozdulásokat a hely és idő függvényében:

$$\delta \underline{r} = - \frac{e^2 a_0^2}{16 m \omega^6} \cos 2\omega t \operatorname{grad} \frac{\partial^2 \frac{1}{r}}{\partial z^2} .$$

Ezen elmozdulások segítségével a dipólmomentum a

$$\underline{d}(t) = e \int \varrho(x, y, z, t) \delta \underline{r} d\tau \quad /9/$$

definícióval kiszámítható. /8/ és /9/ felhasználásával egyszerű számolással kimutatható, hogy a dipólmomentum azonosan nulla.

Hasonló egyszerűen adódik $\delta \underline{r}$ felhasználásával, hogy a rendszer mágneses momentuma, azaz a $e \int \varrho(\underline{r} \times \delta \underline{r}) d\tau$ kifejezés is eltűnik. A nemlineáritás miatti dipólsugárzás tehát nem lép fel, az ebből származó kvadrupolsugárzás pedig már 4ω frekvenciájú szórásról szól. A duplafrekvenciájú szórás okozói közt $S_{2\omega}^{DE}$ és $S_{2\omega}^{DM}$ sugárzás nem lép fel.

II. Kettős frekvenciájú kvadrupól sugárzás ($S_{2\omega}^{QE}$)

Egy későbbi közleményben kimutatjuk, hogy egy atomra eső $\underline{E} = \underline{E}_0 \sin \omega t$ alakú z irányú gyenge elektromos tér hatására a hidrogénatom egy \underline{r} helyvektoru pontjának $\delta \underline{r}$ elmozdulása közelítőleg harmonikus, azaz

$$\delta \underline{r} = \underline{A}(\underline{r}) \sin \omega t .$$

Az amplitudó helyfüggő és értéke:

$$A_x(\underline{r}) = \frac{3}{P} \sin \vartheta \cos \vartheta \cos \varphi \quad A_y(\underline{r}) = \frac{3}{P} \sin \vartheta \cos \vartheta \sin \varphi$$

$$A_z(\underline{r}) = \frac{1}{P} (1 - \alpha r^3 - 3 \sin^2 \vartheta) , \quad /10/$$

ahol

$$P = - \frac{e}{E_0 r^3} (2 + \alpha r^3)(1 - \alpha r^3)$$

/ m és e az elektron tömege és töltése és $\alpha = \frac{m\omega^2}{e^2}$, ϑ és φ a polárszögek./

Vizsgáljuk meg ezen $\delta \underline{r}$ elmozdulások hatására létrejött kvadrupólsugárzást.

A kvadrupoltenzor definíciója, mint ismeretes:

$$Q_{ik} = e \int \rho (3\delta x_i \delta x_k - \delta_{ik} (\delta \underline{r})^2) d\tau, \quad /11/$$

ahol $e\rho$ az elektromos töltéssűrűség, δx_i pedig $\delta \underline{r}$ komponense. A fentiek felhasználásával

$$Q_{ik} = e \sin^2 \omega t \int \rho (3A_i A_k - \delta_{ik} |A|^2) d\tau. \quad /12/$$

Az A_x, A_y, A_z φ -től való függésből azonnal látható, hogy Q_{ik} nem-diagonális elemei eltűnnek.

A kvadrupoltenzor /10/ és /12/ felhasználásával a következő lesz:

$$\{Q_{ik}\} = 4e \sin^2 \omega t \begin{pmatrix} \alpha_x & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_x & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_z \end{pmatrix}.$$

Itt

$$\alpha_x = \frac{1}{r_0^3} \left(\frac{9}{5} I_1 - 2 I_2 - I_3 \right) \quad \alpha_z = \frac{1}{2 r_0^3} \left(\frac{144}{5} I_1 - 4 I_4 + 4 I_3 \right), \quad /13/$$

ahol

$$\begin{aligned} r_0 & \text{ a Bohr-sugár és} \\ I_1 &= \int_0^\infty \frac{r^2 e^{-\frac{2r}{r_0}}}{\rho^2} dr \quad I_2 = \int_0^\infty \frac{r^2 (1+2\alpha r^3) e^{-\frac{2r}{r_0}}}{\rho^2} dr \quad I_3 = \int_0^\infty \frac{r^2 e^{-\frac{2r}{r_0}} (1-\alpha r^3)^2}{\rho^2} dr \\ I_4 &= \int_0^\infty \frac{r^2 (7-4\alpha r^3) e^{-\frac{2r}{r_0}}}{\rho^2} dr. \end{aligned} \quad /14/$$

A sugárzás kiszámításához a kvadrupoltenzor segítségével képezni kell a következő vektort:

$$\underline{D} = \underline{Q} \underline{n} \quad \left(D_i = \sum_{k=1}^3 Q_{ik} n_k \right),$$

ahol \underline{n} a szórt fény terjedés irányu egységvektora. Ezen vektor segítségével a mágneses és elektromos térerősség [3] :

$$\underline{H} = \frac{1}{c^2 R} \left(\frac{1}{6c} [\underline{\ddot{D}} \times \underline{n}] + [\underline{\ddot{M}} \times \underline{n}] \times \underline{n} \right), \quad \underline{E} = \underline{H} \times \underline{n},$$

ahol $\underline{M} = e \int \rho (\underline{r} \times \delta \underline{r}) d\tau$, a mágneses momentum, R az origó és a megfigyelési pont távolsága. Mivel esetünkben a sebesség $\delta \underline{r} = \underline{A} \cos \omega t$, ahonnan látható, hogy a mágneses sugárzás egyszeres frekvenciájú szórást ír le, ezért

ezt elhagyjuk.

A $d\Omega$ térszögbe kisugárzott intenzitás: lásd [3]

$$dI = \frac{c}{4\pi} H^2 R^2 d\Omega = \frac{1}{4\pi 36c^5} (\ddot{D}^2 - (\ddot{D}_n)^2) d\Omega =$$

$$= \frac{16e^2 \omega^6}{9\pi c^5} \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta (\alpha_x - \alpha_z)^2 \sin^2 2\omega t d\Omega$$

Itt ϑ -val jelöltük a szórt fénynek \underline{E}_0 -val, azaz a z tengellyel bezárt szögét.

A fenti intenzitás időátlagát képezve, majd /13/ és /14/ felhasználásával az intenzitást átalakítva:

$$\overline{dI} = \frac{512\pi}{9} \frac{\omega^6 I(\omega)^2}{c^7 e^2 r_0^6} \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta d\Omega \mathcal{J}_{be}^2 \equiv f(\vartheta) d\Omega, \quad /15/$$

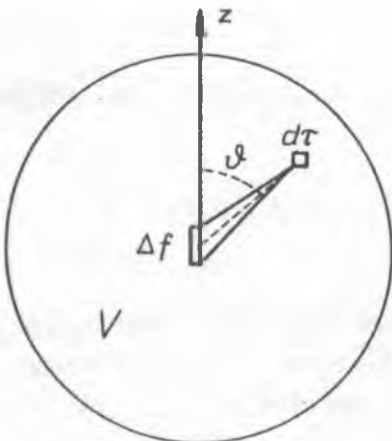
ahol a bejövő fény intenzitásának /energia/cm².sec/ időátlagja $\mathcal{J}_{be} = \frac{c}{8\pi} E_0^2$ és $I(\omega)$ a következő integrált jelöli:

$$I(\omega) = \int_0^\infty \frac{e^{-\frac{2r}{r_0}} r^8 (4,6 + 6\alpha r^3 + 3\alpha^2 r^6)}{(2 + \alpha r^3)(1 - \alpha r^3)} dr \quad /16/$$

III. Makroszkopikus mennyiségű gáz sugárzása

Vizsgáljuk egy gömbalaku edénybe zárt makroszkopikus mennyiségű gáz kettős frekvenciájú szórását.

A számítás egyszerűsítése céljából tegyük fel, hogy a kettős frekvenciát az R sugaru gömb középpontjában észleljük Δf felületen.



Ha a gáz sűrűsége ρ , akkor $d\tau$ térfogatban $d\tau\rho/m_a$ darab atom van, ahol m_a a hidrogénatom tömege. Ekkor a Δf felületre eső kettős frekvenciájú sugárzás intenzitása /15/ felhasználásával:

$$\Delta \mathcal{J}_{2\omega} = \frac{\rho}{m_a} \int_V \frac{f(\vartheta) \sin \vartheta}{r^2} d\tau =$$

$$= \frac{16 \cdot 28 \pi^3}{9 c^7 e^2 r_0^6 m_a} R \rho \omega^6 I(\omega)^2 \mathcal{J}_{be}^2 \quad /17/$$

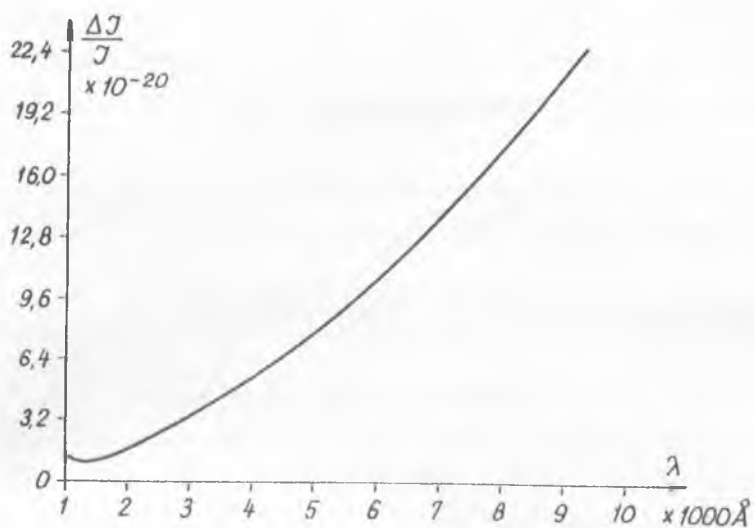
Ki kell még számítani a /16/ alatti $I(\omega)$ integrált. Az integrál $1 - \alpha r^3 = 0$

helyen szingularitást tartalmaz. Egy későbbi közleményben kimutatjuk, hogy a valóságos sugárzást jó közelítéssel úgy kapjuk, hogy az integrál főértékét vesszük. Az integrált sorfejtés segítségével számítottuk ki, értéke legalább három jegyre pontos. Közelítő értéke:

$$I(\omega) = -\frac{1}{\alpha^3} \left(\frac{8!}{\beta^9} + 3 \frac{5!}{\beta^6} + 7,6 \frac{2!}{\beta^3} \right) + \\ + 1,511 \left(\frac{3!}{\beta^4} - 4,03 \frac{2!}{\beta^3} - \frac{1}{\beta^2} + \frac{1}{\beta} \right) - 1,511 e^{-\beta} \text{Ei}(\beta)$$

$$\beta = \frac{2}{\alpha^{1/3} r_0} \quad \text{és}$$

$\text{Ei}(\beta)$ az exponenciális integrál függvény.



Az 1. ábrán a nem-linearitásból eredő duplafrekvenciájú szórás intenzitás viszonyait ábrázoltuk. A grafikonon a 2ω -val szórt fény és a bejövő fény intenzitásának hányadosa van felmérve a beeső fény hullámhosszának függvényében, a következő paraméterek mellett:

$$\begin{aligned} R &= 10 \text{ cm} \\ \rho &= 10^{-2} \text{ g/cm}^3 \\ J_{be} &= 0,1 \text{ Watt/cm}^2 \end{aligned}$$

1. ábra

A nemlinearitás következtében szórt kétszeres frekvencia a hullámhossz függvényében.

IV. A beeső fény mágneses komponense következtében fellépő kettős frekvenciájú szórás

Mivel csak becslésszerű számítást végzünk, az elektront közelítőleg egy merev töltésnek képzelhetjük. Ez a beeső fény hatására első közelítésben úgy mozog, mintha csak az $\underline{E} = \underline{E}_0 \sin \omega t$ elektromos tér hatna rá és így a sebessége:

$$|\underline{v}| = \frac{eE_0}{m\omega} \cos \omega t$$

Legyen a beesó fény mágneses terének alakja $\underline{H} = \underline{H}_0 \sin \omega t$. Ekkor a mágneses komponensből eredő Lorentz-erő:

$$|\underline{F}| = \frac{e}{c} v H = \frac{e^2 H_0 E_0}{2 m c \omega} \sin 2 \omega t ,$$

az ezáltal létrejött elmozdulás:

$$|\underline{r}| = \frac{e^2 H_0 E_0}{8 m^2 c \omega^3} \sin 2 \omega t ,$$

ahonnan a dipolmomentum a $d=er$ definíció alapján számítható ki.

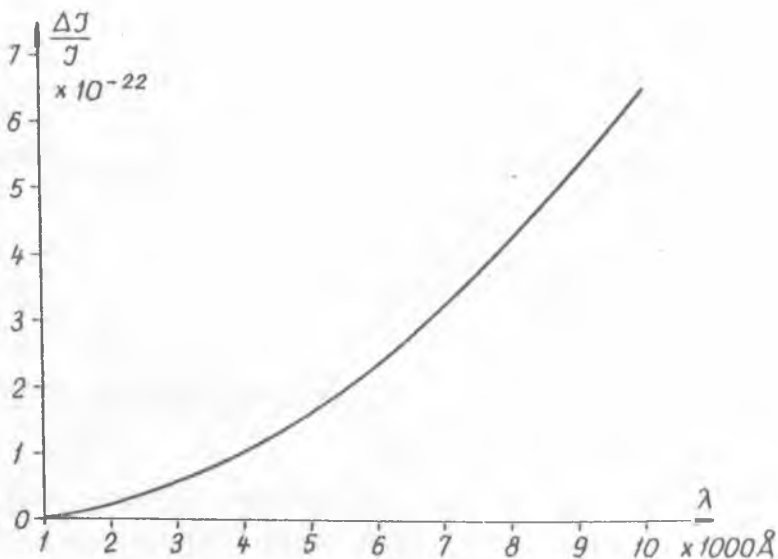
Ezzel az intenzitás: [4]

$$dI = \frac{\ddot{d}^2}{4 \pi c^3} \sin^2 \vartheta' d\Omega = e^2 \left(\frac{e^2 H_0 E_0}{2 m^2 c \omega} \right)^2 \sin^2 2 \omega t \frac{1}{4 \pi c^3} \sin^2 \vartheta' d\Omega ,$$

ahol ϑ' a beesó fény terjedési irányától mért polárszög. Ennek felhasználásával egy makroszkopikus mennyiségű gázban a kétszeres frekvenciával szórt sugárzás intenzitása egy R sugarú gömb középpontjában:

$$\Delta J_{2\omega} = \frac{3}{2} \pi^3 \frac{e^6}{c^7 m_a m^4} \frac{R}{\omega^2} J_{be}^2 . \quad /18/$$

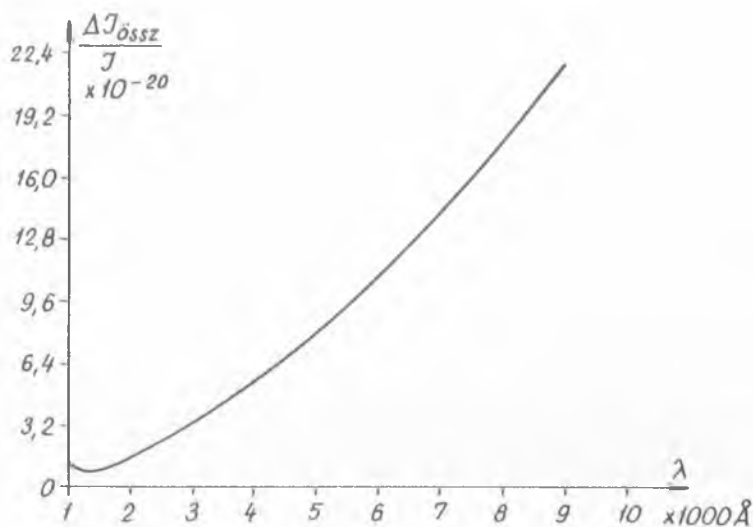
A 2. ábra a $\Delta J_{2\omega}/J_{be}$ hányadost mutatja λ függvényében.



2. ábra

A beesó fény mágneses komponense következtében szórt kétszeres frekvencia a hullámhossz függvényében.

Becslésszerű számításnál nem követünk el nagy hibát, ha a nemlinearitásból és a mágneses komponensből eredő szórt intenzitásokat összeadjuk.



3. ábra

A szórt összintenzitás a hullámhossz függvényében.

A 3. ábra a duplafrekvenciával szórt összintenzitás és a beeső intenzitás hányadosát mutatja a hullámhossz függvényében.

Az ábrából leolvasható, hogy a 2ω -val szórt intenzitás hidrogénatom esetében rendkívül kicsi és kísérletileg nem mutatható ki.

A /17/ és /18/ formulákból leolvasható, hogy a $\Delta J_{2\omega}/J_{be}$ relatív intenzitás arányos J_{be} -vel, a beeső intenzitással, tehát a relatív intenzitás laser alkalmazásával naggyá tehető lenne. A kísérleti kimutatás nehézsége az, hogy a 2ω frekvenciájú fotonokat mintegy 20 nagyságrenddel nagyobb alapfrekvenciás háttér jelenlétében kell észlelni.

I r o d a l o m

- [1] Neugebauer T.: Acta Phys. Hung. 14, 77 /1962/
- [2] Jánossy L.: Z.Phys. 169, 79-89 /1962/
- [3] Ландау Л.Д.- Лифшиц Е.М.: Теория поля ГИФМЛ Москва 1962. 229.
- [4] Uo. 212. old.

Érkezett: 1963 február 7.

KFKI Közl. 11.évf. 2.sz. 1963,

UJABB KISÉRLETI VIZSGÁLATOK KOHERENS FÉNYNYALÁBOK KORRELÁCIÓJÁNAK MEGHATÁROZÁSÁRA

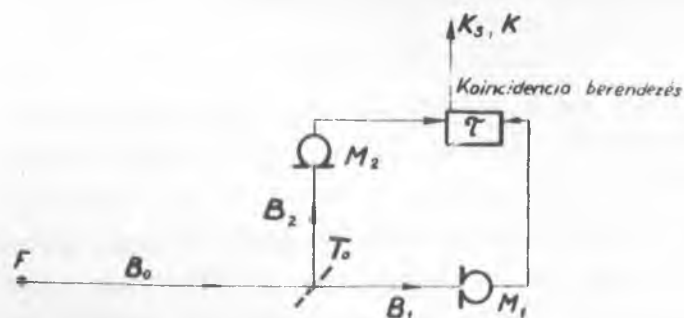
Irta: Farkas Győző, Jánossy Lajos, Náray Zsolt és Varga Péter

Összefoglalás

Kísérletileg kimutattuk, hogy két koherens nyaláb között intenzitáskorreláció van. A mérési eredmények kvantitativ megegyeznek a klasszikus alapokon nyugvó elméleti megfontolások alapján várható értékekkel.

1.§. Feltételezve, hogy egy fényforrás atomjai egymástól függetlenül véges elektromágneses hullámvonulatokat emittálnak, kimutatható, hogy ezen hullámvonulatok pillanatnyi interferenciája révén a fényforrásból kilépő nyaláb intenzitása időben az átlagintenzitás körül fluktuál. Az intenzitásfluktuáció mértékét a fényforrás tulajdonságai szabják meg. Ezen elméleti megfontolásokat elvégezve Jánossy kimutatta, hogy koherens nyalábok között korreláció várható [1] és [2] .

A fentemlitett korrelációs effektus kísérletileg oly módon vizsgálható, hogy az F fényforrásból /1. ábra/ emittált nyalábot / B_0 / egy T_0



1. ábra

félig áteresztő tükörrel két koherens nyalábra (B_1 ill. B_2) bontjuk és ezeket a nyalábokat egy-egy elektronsokszorozó (M_1 ill. M_2) fotokatódjára bocsájtjuk. Ez esetben a sokszorozók kimenő jelei között egy τ felbontási idejű koincidenzia-berendezéssel az időegység alatt K_s számú unszisztematikus koincidenzia észlelhető. A B_1 ill. B_2 nyalábbal egyébként teljesen

megegyező de nem koherens nyalábokkal világítva meg az M_1 ill. M_2 sokszorozót, ugyanazon a koincidenzia-berendezésen ugyancsak az időegység alatt K_v számú un. véletlen koincidenzia várható.

Az elmélet [1] , [2] szerint

$$\frac{K_s - K_v}{K_v} = \frac{\Lambda}{c\tau} g^2 \quad , \quad /1/$$

ahol Λ a kísérletben alkalmazott fény koherenciahossza, g pedig egy, az optikai elrendezés geometriájától függő tényező.

A fény koherenciahossza kizárólag a fényforrás fizikai tulajdonságaitól függ és meghatározása oly módon történik, hogy az 1. ábra szerinti elrendezésbe belépő nyalábot egy interferométerbe bocsájtva, az x utkülönbség függvényében kimérjük a $\chi(x)$ koherenciaképességet [3] , melynek ismeretében a koherenciahossz

$$\Lambda = \int_0^{\infty} |\chi(x)|^2 dx$$

összefüggés alapján számítható.

A g geometriai tényező - miként azt az erre vonatkozó kísérletek [4 5, 6] is igazolják - az interferencia-képességet meghatározó geometriai adatokból számítható ki [7] .

Az /1/ szerinti elméleti eredmény igazolására régebben vizsgálatokat végeztünk [8] . Kísérleteink a szisztematikus koincidenciák számának a véletlen koincidenciaszámhoz képest $/1 \pm 0,09/$ százalékos növekedését mutatták, szemben az elmélet szerint ezen elrendezésben várható 3,6 százalékos értékkel.

Miután ezen eltérés okait tisztáztuk /2.§./, a jelen dolgozatban ismertetett mérésekre került sor, melyeknek eredménye az elmélettel jó egyezést mutat.

2.§. Az elmélet szerint várható és a kísérleti uton meghatározott eredmények közötti fent említett eltérésnek két oka lehetséges: vagy az elmélet - pl. túlegyszerűsített alapfeltevések folytán - nem írja le kielégítő pontossággal a jelenségeket, vagy a kísérletben nem valósultak meg ugyanazok a feltételek, amelyek mellett az elmélet érvényes. Az elmélet és a régebbi kísérleti berendezésünk analízise [9] azt mutatta, hogy az utóbbi lehetőség fennállhat a mérőberendezésnek mind az optikai, mind az elektronikus részében. A kérdés tisztázására a mérőberendezés

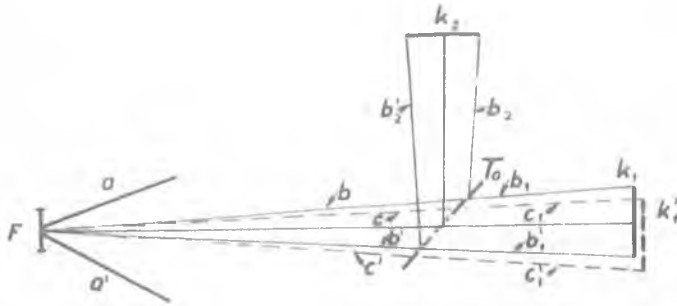
a/ optikai és

b/ elektronikus részét

részletes vizsgálatnak vetettük alá.

ad a/ A g geometriai tényező meghatározásának általunk követett módszerénél abból indulunk ki, hogy az M_1 ill. M_2 sokszorozó K_1 ill.

K_2 fotokatódja a T_0 tükörhöz képest tükör-szimmetrikusan van elhelyezve /2. ábra/. Ha ez a feltétel nincs kielégítve, pl. a K_1 katód - nem kie-



2. ábra

légítő pontosságú beállítás folytán - a K'_1 helyzetben van, úgy arra a / c_1, c'_1 / nyaláb, a K_2 fotokatódra pedig a / b_2, b'_2 / nyaláb esik. Miután egy kiterjedt forrásból /2. ábra/ kilépő / a, a' / nyaláb / b, b' / és / c, c' / résznyalábjaiban a fluktuációk természetesen nem azonosak, az elméleti és kísérleti eredmény kvantitatív egyezése nem vár-

ható. Ezen hibalehetőség kiküszöbölésére a [3] -ban ismertetett mérőberendezésünk tükörbeállítását újra felülvizsgáltuk.

ad b/ Az elméletben alkalmazott feltételek értelmében szükséges, hogy a két katódon egyidejű eseményeket a koincidencia-berendezés is egyidejűként regisztrálja. Mivel a két elektronsokszorozónál a lavina átfutási ideje nem azonos, a katódokon egyidejű események által kiváltott lavinák nem egyidejűleg jelennek meg a megfelelő anódokon. A nagy felbontóképességű koincidencia-berendezésben fellépő aszimmetria folytán azonban a koincidencia-berendezés két csatornájába jutó jelek késése sem aronos és így a sokszorozók átfutási időkülönbségének megfelelő késleltető kábelek beiktatásával való kiküszöbölésén [10] felül a koincidencia-berendezés két csatornájának késéskülönbségét is kompenzálni kell.

Ezen dolgozatban ismertetett mérésünk során a koincidencia-berendezés beállítása oly módon történt, hogy a két sokszorozó fotokatódjait rövid fényimpulzusokkal [11] világítottuk meg és meghatároztuk, mennyivel kell a két sokszorozó anódján megjelenő jeleket egymáshoz képest késleltetni, hogy a koincidenciák száma maximális legyen. Az ellenőrzés során kiderült, hogy a koincidencia-berendezés aszimmetriája folytán előző mérésünkhöz [8] képest az egyik sokszorozó jelét $5 \cdot 10^{-10}$ sec-al kellett megkésleltetni.

Az ily módon tökéletesített mérőberendezéssel a kísérletet megismélteltük.

3.§. A kísérleti és elméleti eredmények összehasonlítására a régebbi mérésünkben [8] használt módszert alkalmaztuk. Meghatároztuk koherens

megvilágításnál a szisztematikus koincidenciák K_s számát, az M_1 ill. M_2 sokszorozó N_1 illetve N_2 beütésszámát, valamint inkohere ns megvilágításnál a véletlen koincidenciák K_v számát és az N_1' és N_2' beütésszámokat. Mivel $N_1 \neq N_1'$ illetve $N_2 = N_2'$ vagyis a koherens és inkohere ns megvilágításnál kapott beütésszámok nem pontosan azonosak, K_s és K_v nem hasonlítható közvetlenül össze. Ezen nehézség áthidalására az inkohere ns fényvel mért adatokból meghatározzuk a

$$\tau = \frac{K_v}{2 N_1' N_2'}$$

koincidencia felbontási időt.

A koherens megvilágítás esetén meghatározott adatokkal ugyancsak meghatározunk egy un. effektív felbontási időt:

$$\Theta = \frac{K_s}{2 N_1 N_2}$$

A szisztematikus koincidenciák folytán természetesen /1/ felhasználásával τ és Θ között a

$$\Theta - \tau = g^2 \frac{\Lambda}{c} \quad /2/$$

összefüggés adódik.

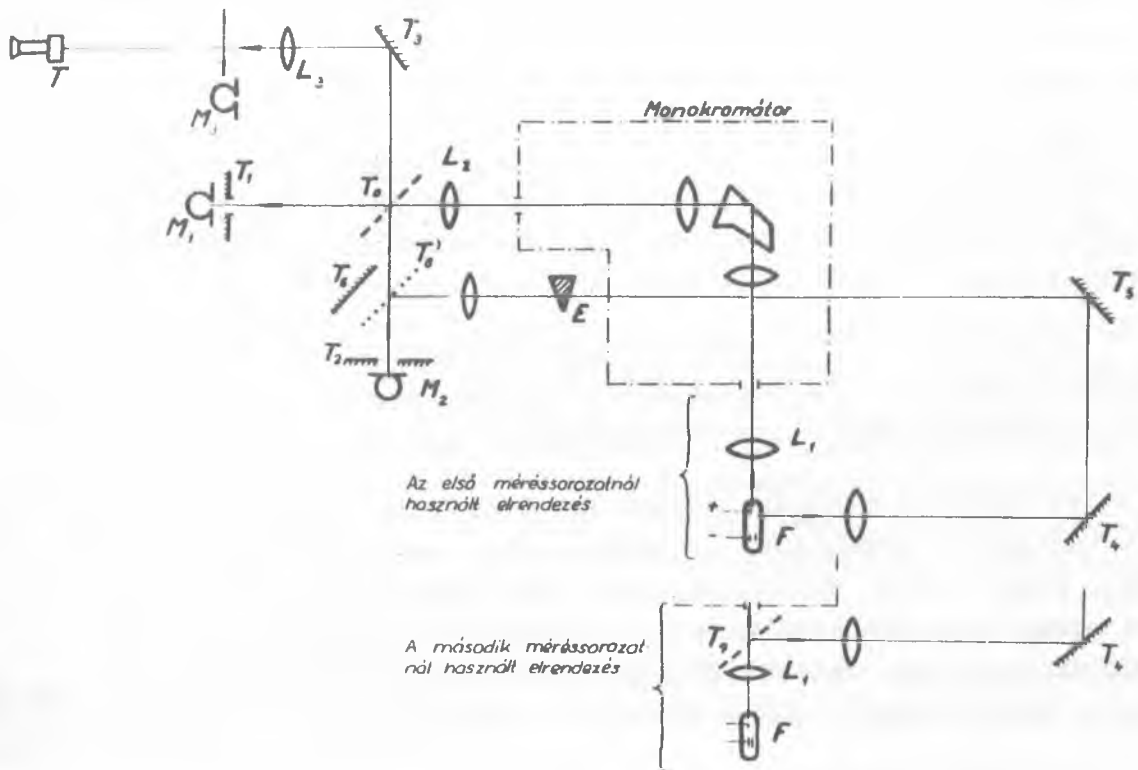
Tekintetbe kell azonban venni, hogy az elektronsokszorozóknak sötétárama is van. Az M_1 illetve az M_2 sokszorozó sötétáram-impulzusainak számát v_1 illetve v_2 -vel a megvilágításnál mért beütésszámokat N_1 illetve N_2 -vel jelölve, a sötétáram figyelembevételével korrigált, /2/-nek megfelelő összefüggés

$$\frac{\Theta - \tau}{\left(1 - \frac{v_1}{N_1}\right)\left(1 - \frac{v_2}{N_2}\right)} = g^2 \frac{\Lambda}{c} \quad /3/$$

alakú lesz.

4.§. Mérőberendezésünk elektronikus része [8] egy az M_1 illetve M_2 sokszorozókhoz csatlakozó gyors-lassu koincidenciaberendezés volt, kiegészítve az egyes sokszorozók beütésszámának meghatározására szolgáló számlálókkal. Az optikai rész vázlata a 3. ábrán látható.

Az F forrás üreges katódu kriptonlámpa. A monokromátor a lámpa 557 nm hullámhosszu vonalát választja ki. A monokromátorból kilépő fényt az L_2 kollimátor párhuzamosítja, ezután polarizátoron keresztül a nyaláb a T_0 félig-áteresztő tükörrre esik. Az áteresztett, ill. reflektált nyaláb a T_1 ill. T_2 tükör furatán át jut el az M_1 illetve az M_2 sokszorozó fotokatódjára.



3. ábra

Az M_1 illetve az M_2 sokszorozóknak a véletlen koincidenciák számának meghatározásánál szükséges inkoherens megvilágítását is az F forrásból nyertük. Két méréssorozatot végeztünk, az M_1 és M_2 sokszorozók inkoherens megvilágítását biztosító fénynyalábokat némileg különböző módon előállítva. Mindkét esetben a véletlen koincidenciák számának meghatározásánál az M_1 sokszorozóra ugyanaz a nyaláb esett, mint a szisztematikus koincidenciaszám meghatározásánál.

Az első méréssorozatnál az M_2 sokszorozó inkoherens nyalábbal való megvilágítására a fényt a T_4 és T_5 tükrök segítségével az F kisülési cső oldaláról vettük a T_6 tükröt a T_6' állásba bebillentve és így egyszerűsrimd elzárva a T_0 tükrőről reflektált nyaláb utját. Mivel így az M_2 sokszorozóra eső nyaláb nem monokromatikus, és ezen nyalábra vonatkozóan az F fényforrás és az M_2 sokszorozó közötti optikai út 6 méterrel hosszabb, mint az M_1 sokszorozót megvilágító nyaláb optikai útja az F fényforrás és az M_1 sokszorozó között, a két sokszorozóra eső nyalábok kölcsönösen inkoherensek.

A második méréssorozatnál az inkoherens nyalábpárt a kisülési cső-

ből kilépő nyalábnak a T_7 féligáteresztő tükörrel történt két részre való bontásával állítottuk elő. A T_7 féligáteresztő tükrön áthaladó nyaláb a monokromátor belépő részére jut, míg a reflektált nyaláb a véletlen koincidenciaszám mérésekor a T_4 és T_5 tükrök révén az M_2 sokszorozó fotokatódjára esik.

Mind az első, mind a második méréssorozatnál a távirányítással mozgatható E szürke ék segítségével az M_2 sokszorozóra eső nyaláb intenzitását addig csökkentettük, amíg az M_2 sokszorozó által adott beütésszám koherens és inkoherens megvilágításnál közel megegyezett.

A T_1 ill. a T_2 tükrökre beeső fénynyaláb átmérője nagyobb, mint a tükrökben lévő furat. A nyalábok visszavert része a T távcsőbe jut és koherens nyalábok esetén interferenciaképet ad.

Az effektív koherenciahossz meghatározása céljából interferencia kontrasztosságát a berendezés lényeges átépítése nélkül meg lehetett mérni oly módon, hogy az M_3 sokszorozót távirányítással a nyaláb tengelyére merőlegesen mozgatva meghatároztuk az M_3 sokszorozó előtti rés síkjában létrejövő interferenciakép intenzitáseloszlását. Ennél a mérésnél az M_1 és M_2 sokszorozó előtti tükröt furat nélkülire cseréltük ki.

5.§. Első méréssorozatunkban 440-440, egyenként 200 sec-ig tartó mérést végeztünk koherens és inkoherens fénnel. A mért adatokból a /2/ összefüggés szerint kiszámítottuk $\overline{\Theta - \tau}$ értékét, valamint a $\overline{\Theta - \tau}$ hibáját és arra

$$\overline{\Theta - \tau} = (49 \pm 2,8) \cdot 10^{-12} \text{ sec}$$

adódott, míg a sötétáram korrekcióval a /3/ kifejezés alapján

$$\frac{\overline{\Theta - \tau}}{\left(1 - \frac{\overline{v}_1}{N_1}\right)\left(1 - \frac{\overline{v}_2}{N_2}\right)} = (54 \pm 3) \cdot 10^{-12} \text{ sec}$$

értéket kaptunk.

Az elmélet és a kísérleti eredmények egybevetésére interferométerrel meghatároztuk az effektív koherenciahosszat, mely $\Lambda = 5,3$ cm-nek adódott. A berendezés optikai paramétereiből a geometriai tényezőre $g^2 = 0,314$ értéket kaptunk. Ezekből az adatokból az elméletileg várt effektust számítva,

$$g^2 \frac{\Lambda}{c} = 56 \cdot 10^{-12} \text{ sec}$$

eredményhez jutottunk, vagyis a kísérleti és elméleti eredmények között jó megegyezés van.

6.§. Második meréssorozatunkban a fényemisszió fluktuációiból eredő korreláció szerepével is foglalkoztunk. Az elméletben ugyanis elhanyagoltuk a fényemisszió fluktuációiból eredő korrelációt. Ez az elhanyagolás azonban csak akkor jogos, ha az egyes hullámvonulatok egymástól valóban függetlenül emittálódnak. A kísérletben használt vonal nagy koherenciahossza /a vonal másodlagos nemzetközi standard/ azt jelenti, hogy a fényforrás atomjai közt nincs rezonancia kölcsönhatás. Az atomok azonban mégsem teljesen függetlenek, mivel egy gázkisülésben lavinák alakulnak ki és egy lavina hatására több atom gerjedhet ugyanazon átmenetre. A lavinák esetleges fluktuáció-növelő hatásának tisztázására végeztük el újra a kísérletet a 3. ábrán feltüntetett elrendezésben. Itt a sokszorozók koherens és inkoherens megvilágításánál alkalmazott fénynyaláb a kisülési cső azonos részéből származik, a lavinák - amennyiben szerepük van az effektus szempontjából - mindkét megvilágításnál azonos hatást keltenek.

Ebben az elrendezésben 634-634 egyenként 200 sec-ig tartó mérést végeztünk koherens, illetve inkoherens megvilágítással. A kísérletileg megállapított effektus:

$$\frac{\overline{\omega - \tau}}{\left(1 - \frac{\bar{\nu}_1}{N_1}\right) \left(1 - \frac{\bar{\nu}_2}{N_2}\right)} = (53 \pm 4) 10^{-12} \text{ sec}$$

Mivel az első és második kísérletsorozat között az átépítés és beállítás folytán hosszabb idő telt el, a koherencia-hosszmérést újra elvégeztük. A koherenciahossz ekkor $\Lambda = 4,6 \text{ cm}$ volt. A geometriai tényező változatlan maradt / $g^2 = 0,314$ /, így az elméletileg várható effektus:

$$g^2 \frac{\Lambda}{c} = 49 \cdot 10^{-12} \text{ sec}$$

Az elméleti és kísérleti érték között megint nagyon jó a megegyezés. Ez egyszersmind azt is mutatja, hogy lavinafluktuációknak nincs számottevő hatása.

7.§. A lavinafluktuációk esetleges hatásának kizárására még egy ellenőrző kísérletet is végeztünk.

Meggondolásainkban abból indultunk ki, hogy a lavinák jóval nagyobb hatást gyakorolnak az egész spektrum intenzitás-fluktuációira, mint egy vonalára.

Ezen effektus vizsgálatánál is a 3. ábrán látható elrendezést használtuk, a monokromátor prizmáját tükörrre cserélve és a monokromátor ki és be-

menő részét eltávolítva. Az inkohereus megvilágításnál az M_2 sokszorozóra eső nyalábot a második méréssorozatnál használt elrendezéssel állítottuk elő.

A mérésben használt nyaláb polikromaticitása folytán az effektív koherenciahossz igen rövid /néhány μ / vagyis $\Lambda \sim 0$, ugyanakkor a forrás méretei következtében a geometriai tényezőre $g^2 < 0,01$ adódott. Ilyen elrendezésben nem várható, hogy az egyenlő és különböző fénypotakkal mért felbontóképességek különbözőek legyenek, mivel $g^2 \frac{\Lambda}{c} \ll 10^{-12}$ sec.

A kísérlet eredménye

$$\overline{\omega - \tau} = (-0,4 \pm 2,7) \cdot 10^{-12} \text{ sec.}$$

volt, vagyis ez a mérés is azt mutatta, hogy a lavinák okozta intenzitásfluktuációk elhanyagolhatók a pillanatnyi interferencia-fluktuációk mellett.

8.§. Kísérleteink azt mutatták, hogy az elmélet kvantitativ is helyes eredményeket ad a koherens nyalábok fluktuációjára vonatkozóan, vagyis igazoltnak tekinthető, hogy a fluktuációk tulnyomó részét nagy koherenciahossz és szűk nyalábok esetén a különböző hullámvonulatok pillanatnyi interferenciája, /lebegés/ okozza [8] .

Röviden szeretnénk még arra utalni, hogy mérési eredményeink, valamint az azok kiindulásául szolgáló elmélet a fotoeffektussal kapcsolatos következtetések levonására is lehetőséget nyújt.

Teintve, hogy az effektív koherenciahossz 5 cm, egy fluktuáció átlagosan $\frac{\Lambda}{c} \sim 2 \cdot 10^{-10}$ sec ideig tart. Mivel kísérleti eredményeink az elmélettel kvantitativ egyeznek, azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a fotoelektron kilépéséhez $2 \cdot 10^{-10}$ sec-nál kevesebb időre van szükség. Másrészt méréseink azt is alátámasztani látszanak, hogy egy hullámvonulat időbeli, illetve térbeli hosszának tört részéig tartó intenzitásnövekedés is képes fotoelektronok kiváltására.

A mérésekben való lelkes és odaadó munkáért köszönetet szeretnénk mondani Titschka Kálmánnak, Czigány Imrének és Imre Lajosnak.

A kiértékelési munkában való odaadó részvételért köszönet illeti a Számítástechnikai Csoport dolgozóit, valamint Maly Róbertnét és Paál Zsuzsannát.

I r o d a l o m

- [1] Jánossy L.: Nuovo Cimento 6, 111 /1957/
- [2] Jánossy L.: Nuovo Cimento 12, 369 /1959/
- [3] Born, M., Wolff, E.: Principles of Optics, Pergamon, /1959/
- [4] Bakos J., Kántor K., Varga P.: KFKI Közl. 9, 129 /1961/
- [5] Erdőkürti Z., Kántor K.: KFKI Közl. 10, 269 /1962/
- [6] Erdőkürti Z., Kántor K.: Interferencia a Michelson interferométerben
téglalap alakú fényforrások esetén, KFKI Közl.
Sajtó alatt.
- [7] Bakos J., Kántor K., Varga P.: KFKI Közl. 9, 207 /1961/
- [8] Jánossy L., Náray Zs., Varga P.: KFKI Közl. 9, 197 /1962/
- [9] Varga P.: Disszertáció, 1962
- [10] Náray Zs., Varga P.: Preprint /Balatonöszödi Magfizikai Konferencia,
1960/
- [11] Náray Zs., Varga P.: J.Sci.Instr. 38, 312 /1961/

Érkezett: 1963. január 29.

KFKI Közl. 11.évf. 2.szám, 1963.

AZ INTERFERENCIA RENDSZÁMA ÉS LÁTHATÓSÁGA MICHELSON INTERFEROMETERBEN TÉGLALAPALAKU CENTRÁLT FÉNYFORRÁSOK ESETÉN

Irta: Erdőkürti Zoltán és Kántor Károly

Összefoglalás

Korábbi vizsgálatok [1, 2, 3] folytatásaképpen meghatározzuk a Michelson-interferométerben létrejövő interferencia rendszámát /fázisát/ és láthatóságát, az optikai tengelyen fekvő különböző oldalirányú téglalapalakú fényforrások esetén. A méréssorozatot a fényforrás és az interferométer geometriai paramétereinek, továbbá a megfigyelési pont koordinátáinak függvényében végezzük el. Az elméleti eredményeket különböző paraméterek szerinti csoportosításban külön is közöljük.

Bevezetés

Mint ismeretes, az interferencia kvantitatív mértékét a komplex koherenciafok γ_{12} határozza meg. Ennek reális része $\text{Re } \gamma_{12} = |\gamma_{12}| \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}[d+\vartheta]\right)$, amelyben $|\gamma_{12}|$ felel meg az általában lassan változó láthatóságnak., $\left(V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}\right)$ míg az interferencia gyorsan változó periódikus természetét a $\cos\frac{2\pi}{\lambda}(d+\vartheta)$ fázistag fejezi ki. A fázistagban d az interferáló sugarak optikai uthosszkülönbsége, ϑ a különböző paraméterektől függő járulékos uthosszkülönbség és λ az alkalmazott fény hullámhossza.

A koherenciafok, a homológ pontok koordinátakülönbségeivel, továbbá a fényforrás nagyságát és alakját figyelembevevő függvényekkel /kör alakú fényforrásnál kétváltozós hengerfüggvényekkel, egyenes vonalakkal határolt fényforrásoknál Fresnel integrálokkal/ fejezhető ki [1].

A kapott elméleti eredmények szerint nem pontszerű fényforrások esetében az interferencia fázisa $\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(d+\vartheta)$ azaz rendszáma $r = \frac{\phi}{2\pi}$ az interferáló sugarak optikai uthosszkülönbségének (d) nem lineáris függvénye. A Michelson interferométerrel végzett méréseknél általánosan használt feltétel $d = \frac{\lambda}{2} r_0$, tehát csak pontszerű fényforrásra igaz. A gyakorlati méréseknél azonban a fényforrás mérete sohasem elhanyagolható és így a megfigyelt rendszámértéket (r_m) az uthosszkülönbségérték kiszámítása előtt egy, az említett paraméterektől függő korrekcióval (ε) meg kell növelni, azaz a tényleges uthosszkülönbség $d = \frac{\lambda}{2}(r_m + \varepsilon) = \frac{\lambda}{2} r_0$ alakban fejezhető ki.

Méréseink egyik célja ezen rendszámkorrekciók értékéről elméletileg kapott eredmények kísérleti igazolása.

Az interferenciajelenség láthatósága is igen fontos adat az interferometrikus méréseknél, mivel a rendszámérték meghatározásának pontossága eleve az interferenciakép intenzitását leíró szinuszhullám modulációjának nagyságától függ.

A rendszámkorrekciók és a láthatóságértékek pontos ismerete ezután lehetővé teszi, hogy egy aktuális mérésnél a szabadon választható paraméterértékeket a legnagyobb mérési pontosságot adó értékre állítsuk.

Az elméleti eredményeket centrált kör alakú fényforrások esetében korábbi mérésekkel igazoltuk [2, 3] .

Jelen munkánkban a centrált téglalap alakú fényforrásoknál vizsgáljuk meg az interferencia láthatóságát és rendszámát egy korábban részletesen ismertetett mérési eljárás [3] segítségével.

A mérési eljárás lényege a következő: egy fényforrásból, féligáteresztő tükrök segítségével egy nagyobb és egy kisebb másodlagos, inkoherens fényforrást hozunk létre az interferométer kollimátorobjektívjének fókusz-síkjában. Ha ezután a kisebb forrásból származó /összehasonlító/ interferenciaképet a vizsgálandó /nagyobb/ forrásból származó interferenciaképre szuperponáljuk, az eredő interferenciakép kontrasztja a két eredeti interferenciakép átlagintenzitásértékén és kontrasztján kívül az interferenciaképek rendszámkülönbségétől is függ. A kontraszt és intenzitásértékek megmérése esetén tehát a rendszámkülönbség is meghatározható.

Elmélet

I. Határozzuk meg a koherenciafok értékét $2y \times 2z$ méretű téglalap alakú fényforrásra, ha a homológ pontok C koordinátakülönbsége zérus. A koherenciafok reális része ekkor, feltéve, hogy ψ_0 és $x_0 < 0,1$

$$\text{Re } \gamma_{12} = \frac{1}{4\psi_0 x_0} \int_{-x_0}^{x_0} \int_{-\psi_0}^{\psi_0} \cos \left[\frac{A + B\psi}{\sqrt{1 + \psi^2 + x^2}} \right] d\psi dx, \quad //$$

ahol $\psi_0 = \frac{y}{f_1}$; $x_0 = \frac{z}{f_1}$ és f_1 = kollimáló objektív fókusztávolsága, továbbá A és B a homológ pontok koordinátakülönbségei hullámszámegegységekben kifejezve, $A = \frac{2\pi}{\lambda} a$ és $B = \frac{2\pi}{\lambda} b$. [1]
Sorbafejtve és a szorzást elvégezve:

$$\text{Re } \gamma_{12} = \frac{1}{4\psi_0 x_0} \int_{-x_0}^{x_0} \int_{-\psi_0}^{\psi_0} \cos \left[\frac{A\psi^2}{2} - B\psi - A + \frac{Ax^2}{2} \right] d\psi dx \quad //$$

$$\frac{A\psi^2}{2} - B\psi - A = D \quad \text{és} \quad \frac{Ax^2}{2} = E \quad \text{jelölést bevezetve,}$$

$$\operatorname{Re} \mathcal{J}_{12} = \frac{1}{4x_0\psi_0} \int_{-\psi_0}^{\psi_0} \left[\cos D \int_{-x_0}^{x_0} \cos E \, dx - \sin D \int_{-x_0}^{x_0} \sin E \, dx \right] d\psi \quad /3/$$

$$\text{De:} \quad \int_{-x_0}^{x_0} \cos E \, dx = 2\sqrt{\frac{\pi}{A}} C(c)$$

$$\int_{-x_0}^{x_0} \sin E \, dx = 2\sqrt{\frac{\pi}{A}} S(c) \quad ,$$

ahol $c = x_0\sqrt{\frac{A}{\pi}}$ és $C(c)$, $S(c)$ a megfelelő Fresnel-integrálok.

Ezeket figyelembevéve:

$$\operatorname{Re} \mathcal{J}_{12} = \frac{\sqrt{\frac{\pi}{A}}}{2\psi_0 x_0} \left\{ C(c) \int_{-\psi_0}^{\psi_0} \cos D \, d\psi - S(c) \int_{-\psi_0}^{\psi_0} \sin D \, d\psi \right\} \quad /4/$$

Mivel továbbá $S(-x) = -S(x)$ és $C(-x) = -C(x)$

$$\int_{-\psi_0}^{\psi_0} \cos D \, d\psi = \sqrt{\frac{\pi}{A}} \left\{ \cos F [C(b_1) + C(b_2)] + \sin F [S(b_1) + S(b_2)] \right\}$$

és

$$\int_{-\psi_0}^{\psi_0} \sin D \, d\psi = \sqrt{\frac{\pi}{A}} \left\{ \cos F [S(b_1) + S(b_2)] - \sin F [C(b_1) + C(b_2)] \right\}$$

[4] 135.o. 2a és 3a

$$\text{ahol} \quad F = \frac{2A^2 + B^2}{2A}$$

$$b_1 = \psi_0\sqrt{\frac{A}{\pi}} - B\sqrt{\frac{1}{A\pi}}$$

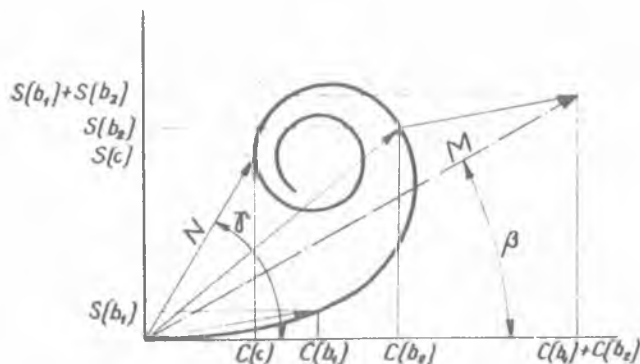
$$b_2 = \psi_0\sqrt{\frac{A}{\pi}} + B\sqrt{\frac{1}{A\pi}} \quad ,$$

vagyis

$$\operatorname{Re} \mathcal{J}_{12} = \frac{\pi}{2A\psi_0 x_0} \left\{ C(c) [\cos F (C(b_1) + C(b_2)) + \sin F (S(b_1) + S(b_2))] - \right.$$

$$\left. - S(c) [\cos F (S(b_1) + S(b_2)) - \sin F (C(b_1) + C(b_2))] \right\} \quad /5/$$

a koherenciafok reális részét a Cormu spirális felhasználásával numerikus, vagy grafikus eljárással könnyen meghatározhatjuk. Az 1. ábra jelölései alapján ugyanis az /5/ kifejezésben szereplő, Fresnel integrálokat tartalmazó tényezők:



1. ábra

$$C(b_1)+C(b_2) = \cos \beta \sqrt{[C(b_1)+C(b_2)]^2 + [S(b_1)+S(b_2)]^2} = \cos \beta \cdot M \quad /6/$$

$$S(b_1)+S(b_2) = \sin \beta \cdot M \quad /6a/$$

$$\text{és} \quad C(c) = \cos \gamma \sqrt{C(c)^2 + S(c)^2} = \cos \gamma \cdot N \quad /7/$$

$$S(c) = \sin \gamma \cdot N \quad /7a/$$

A /6-7a/ összefüggések alapján tehát

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{S(b_1)+S(b_2)}{C(b_1)+C(b_2)} \quad \text{és} \quad \operatorname{tg} \gamma = \frac{S(c)}{C(c)} \quad /8/$$

A bevezetett jelöléseket felhasználva,

$$\operatorname{Re} \delta_{12} = \frac{\pi [C(b_1)+C(b_2)] C(c)}{2 A \psi_0 x_0} \sqrt{(1+\operatorname{tg}^2 \beta)(1+\operatorname{tg}^2 \gamma)} \cos \left[A + \frac{B^2}{2A} - \beta - \gamma \right] \quad /9/$$

Az interferencia láthatósága /kontrasztja/ és fázisa így

$$V = \frac{\pi [C(b_1)+C(b_2)] C(c)}{2 A \psi_0 x_0} \sqrt{(1+\operatorname{tg}^2 \beta)(1+\operatorname{tg}^2 \gamma)} = \frac{\pi \cdot M \cdot N}{2 A \psi_0 x_0} \quad /10/$$

$$\phi = A + \frac{B^2}{2A} - \beta - \gamma \quad , \quad /11/$$

valamint a pontszerű fényforráshoz viszonyított rendszámkorrekció:

$$\varepsilon = \frac{\phi_0 - \phi}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \left[\beta + \gamma - \frac{B^2}{2A} \right] \quad /12/$$

II. $A = 0$ és $C = 0$ esetben a koherenciafok reális része

$$\text{Re } \gamma_{12} = \frac{1}{4\psi_0 x_0} \int_{-\psi_0}^{\psi_0} \int_{-x_0}^{x_0} \cos \frac{B\psi}{\sqrt{1+\psi^2+x^2}} dx d\psi \quad /13/$$

az integrandust sorbafejtve

$$\cos \frac{B\psi}{\sqrt{1+\psi^2+x^2}} \approx \cos \left[B\psi \left(1 - \frac{\psi^2}{2} - \frac{x^2}{2} \right) \right]$$

és a harmadrendű tagokat elhanyagolva

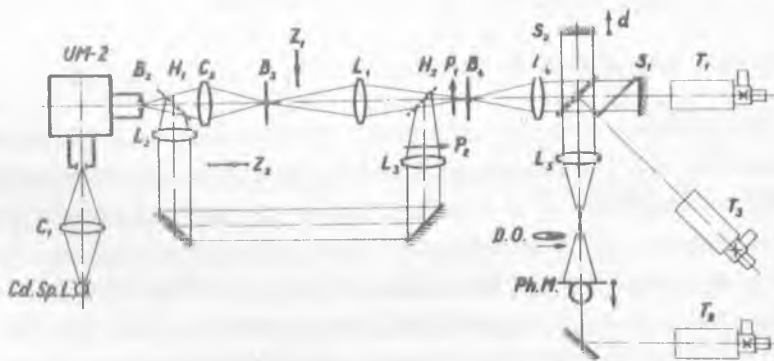
$$\text{Re } \gamma_{12} = \frac{1}{4x_0\psi_0} \int_{-\psi_0}^{\psi_0} \int_{-x_0}^{x_0} \cos(B\psi) d\psi dx = \frac{1}{4x_0\psi_0} \cdot \frac{\sin B\psi}{B\psi} \quad /14/$$

Az interferencia láthatósága tehát

$$V = \frac{1}{4x_0\psi_0} \cdot \frac{\sin B\psi}{B\psi} \quad /15/$$

és a rendszám értéke $r = 0$ mivel $\cos 0 = 1$.

A mérés és kiértékelés



2. ábra

Az optikai elrendezést a 2. ábra mutatja. A kiterjedt fényforrások az L_4 objektív fókusz síkjába helyezett különböző oldalirányú téglalap alakú nyílások / B_4 / / 5x5, 5x3 és 5x0,5 mm/ voltak, amelyeket féligáteresztő tükrök / H_1 és H_2 / közbeiktatásával egy UM2 monokromátor kilépő részéből származó $\text{Cd } \lambda = 5086 \text{ \AA}$ fénnel világítottunk meg. Az összehasonlító interferenciaképet a téglalap alakú nyílások közepébe optikailag leképzett, ugyanazon fénnel kivilágított másodlagos fényforrás / B'_4 / / $\varnothing 0,8 \text{ mm}$ / hozta létre. Ha a kétféle optikai úton létrejövő másodlagos fényforrás polarizációja nem azonos, az interferométer féligáteresztő tükrén fellépő fázisugrás is különböző nagyságu és a két interferenciakép között egy állandó

értékű fáziseltolódás is fellép. Ennek elkerülésére a közös fényutba egy polaroid lemezt / P_1 / helyeztünk el, amelynek polarizációs iránya az ábra síkjára merőleges volt.

Az interferencia-jelenséget az interferométer után elhelyezett leképző objektív / L_5 / képterében vizsgáltuk. A kétfajta fényforrásból származó és az egymásra szuperponált interferenciaképeket a Z_1, Z_2 fényzárak alternatív működtetésével hoztuk létre. A kontrasztértékeket ezután az interferométertükrő lassu eltolása esetén, a megfigyelési pontban mérhető kb. 5-5 intenzitásmaximum, ill. - minimum középértékeiből határoztuk meg.

A fáziskülönbséget, ill. rendszámkorrekciót az

$$r = \frac{\varphi}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \arccos \frac{D^2 - D_1^2 - D_2^2}{2D_1D_2}$$

formulával számítottuk, ahol D, D_1 és D_2 a közös, az összehasonlító, ill. a mérendő interferenciakép esetében mért intenzitásmaximum és minimum különbsége. / [3] közlemény 18a. formula/.

A mérésből kapott rendszámkorrekció értékekhez azonban az $\emptyset 0,8$ mm-es fényforrás nem pontszerű volta miatt a kihuzattól függő

$$r_0 - r_1 = d \frac{u_1^2}{2\lambda} = 0,00414 d$$

rendszámértékeket még hozzá kell adni / [3] 24 formula/.

A láthatósági értékek abszolút értékeinek meghatározásában az intenzitásmaximumok, ill. minimumok középértékeiből indultunk ki. Itt figyelembe kell venni azonban 1/ a fizikai koherenciaképességnek a kihuzattal történő változásának, 2/ a multiplier elé helyezett nyílás, vagy rés véges nagyságának és az interferenciacsikokhoz képest lévő esetleges ferde helyzetének, 3/ az interferáló sugaraknak az interferométertükrök különbözősége miatt fellépő intenzitáskülönbségének, 4/ a féligáteresztő tükrön fellépő másodlagos reflexiókból származó inkoherens és egyéb szórt fények kontrasztcsökkentő hatását. Mindezek igen bonyolult kísérleti és számítási nehézséget okoznának. Az alkalmazott mérési módszer azonban lehetővé teszi az említett összes tényező hatásának kiküszöbölését oly módon, hogy a mérésből kapott láthatóságértéket / V_2 / az összehasonlító /pontszerűnek tekinthető/ forrásból származó interferenciakép láthatósági értékével / V_1 / osztjuk. Így a méréssel meghatározható láthatósági érték

$$V_{2m} = k \frac{V_2}{V_1},$$

ahol $k = k(d)$ az összehasonlító fényforrás nem pontszerű volta miatt fellépő 1-hez közelálló faktor. $d = 10$ mm, $B = 300$ és $\emptyset 0,8$ mm-es fényforrás ese-

tén $k = 0,986$, így $k = 1$ értéket használva a felvett paraméterértékek mellett a láthatósági értékek maximális eltérése kisebb, mint $\pm 0,002$, ezért a mérési értékeknek k figyelembevételével történő másodlagos korrekciójától eltekintettünk.

A méréseket háromféle B paraméterérték mellett végeztük el. $B = 0$ esetén mindkét interferométertükröt az optikai tengelyre merőleges. $B = 150$ és $B = 300$ értékeknél az álló interferométertükröt normálisa az optikai tengellyel $\alpha = 1,84 \cdot 10^{-4}$ hajlásszöget zár be. /Az interferenciacsíkok a 2. ábrán a rajz síkjával párhuzamosak voltak./ B értékeit a multipliernek az optikai tengelyen történő megfelelő értékű hátrahúzásával állítottuk be [3]. A $B = 150$ és $B = 300$ esetekben a láthatóság és rendszámkorrekció értékeit a téglalapoldalu nyílások hosszabb oldalának az interferenciacsíkokra merőleges \perp és azokkal párhuzamos \parallel helyzetében is meghatároztuk.

A 3., 4. és 5. ábrán az 5×5 mm-es fényforrásra vonatkozó eredmények láthatók. A \perp és \parallel helyzet ekkor, a fényforrás szimmetriája miatt azonos eredményt ad.

Az 5×3 mm-es fényforrásra vonatkozó eredményeket \perp helyzetben a 6., 7. és 8. ábrán a \parallel helyzetben a 9. és 10. ábra tünteti fel. $B = 0$ esetében bármelyik fényforrásnál a \perp és \parallel helyzet eredményei azonosak, mivel interferenciacsíkok nincsenek ($\alpha = \beta = 0$).

Az $5 \times 0,5$ mm-es fényforrásnál csak a \perp helyzetben végeztük el a méréssorozatot, 11., 12. és 13. ábra. A számítások ugyanis azt mutatták, hogy a párhuzamos helyzetnél a láthatóság és a fázisviszonyok B változásától gyakorlatilag függetlenek.

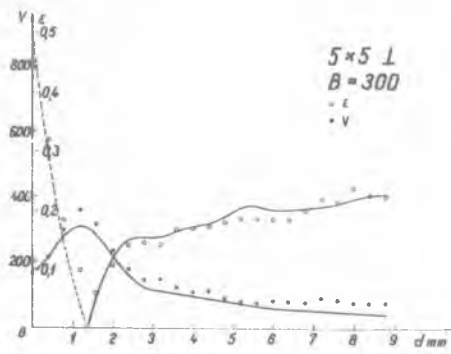
Az 5×5 mm-es fényforrás esetén $A = 0$ érték mellett az interferenciakép láthatóságát B koordinátakülönbség függvényében is meghatároztuk /14. ábra/. B változtatása a megfigyelési pontnak /a multiplier rése/ az optikai tengelyen történő hátrahúzásával történt. A hátrahúzás mértéke és

B értékei között az összefüggést az L_5 lencsével történő optikai leképzés adja meg.

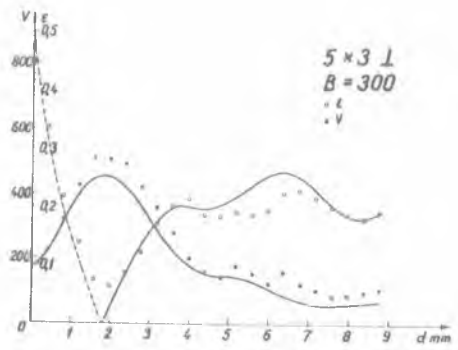
A mérési eredmények az összes görbénél az elmélettel jó egyezést mutatnak, tehát az elmélet igazoltnak tekinthető.

Függelék

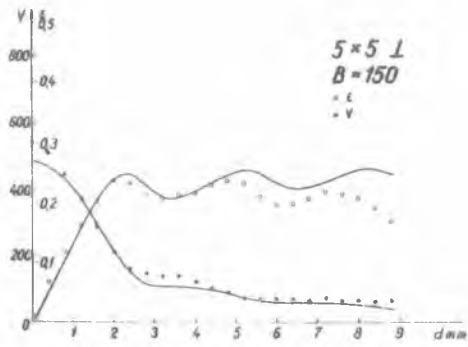
Az elméleti és mérési eredményeket egymás mellett táblázatosan is összefoglaltuk. Az I. táblázat a számított és mért kontrasztértékeket, valamint a mért és elméleti értékek különbségét tünteti fel a kihúzat / d / függvényében. / A táblázatban az 1 láthatóságérték 1000-nak felel meg./



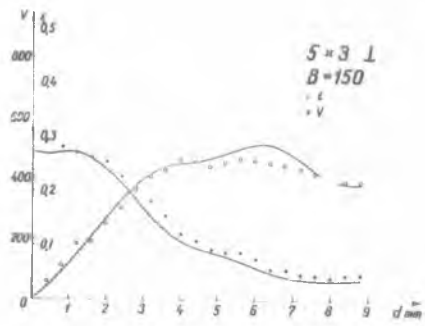
3. ábra



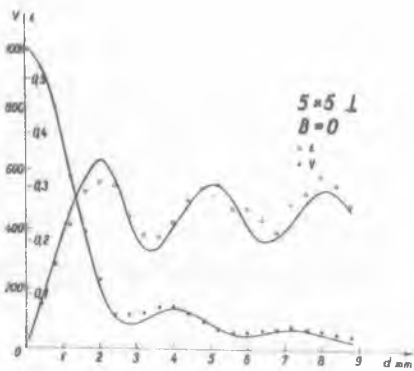
6. ábra



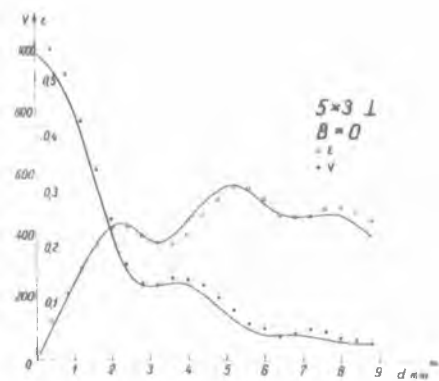
4. ábra



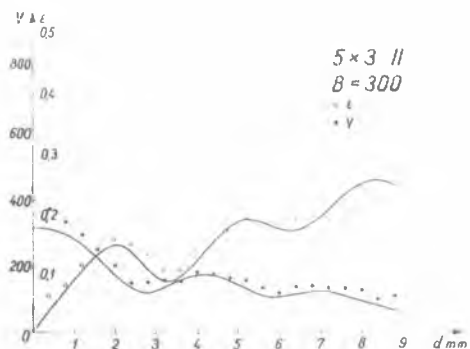
7. ábra



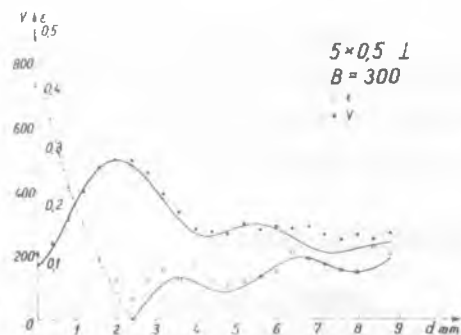
5. ábra



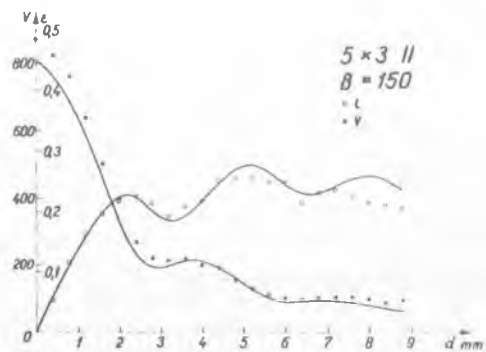
8. ábra



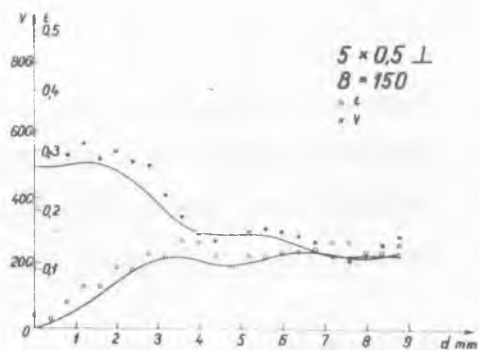
9. ábra



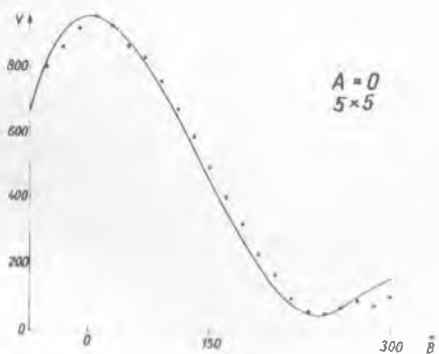
11. ábra



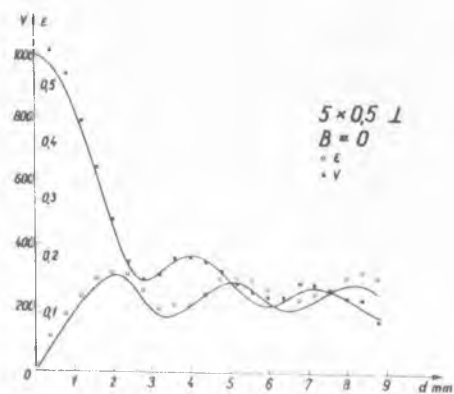
10. ábra



12. ábra



14. ábra



13. ábra

A II. táblázat a rendszámkorrekció számított és mért értékeit, valamint a mért és elméleti értékek különbségét tartalmazza $\varepsilon \cdot 10^3$ egységekben a kihuzat függvényében.

Bemutatunk továbbá néhány, különböző szempontok szerint csoportosított elméleti görbét mind a fázisra, mind a láthatóságra vonatkozólag. Ezek segítségével következtetni lehet az interferencia várható alakulására a különböző paraméterértékek megváltozása esetén.

Köszöntenyilvánítás

Köszönetünket fejezzük ki Regös Györgynek a mérésben, Nyitray Máriának és Potincza Teréznek a kiértékelésben nyújtott segítségért.

I r o d a l o m

- [1] Bakos J., Kántor K., Varga P.: KFKI Közl. 9, 207 /1961/
- [2] Bakos J., Kántor K.: KFKI Közl. 9, 129 /1961/
- [3] Erdőkürti Z., Kántor K.: KFKI Közl. 10, 269 /1962/
- [4] Gröbner, N., Hofreiter, N.: Integraltafel. Springer Verlag, 1949

Érkezett 1963. január 15.

KFKI Közl. 11.évf. 2.sz. 1963.

TÁBLÁZATOK:

I. táblázat
Kontraszteredmények [1]

d	5x5 V_c	\perp V_m	B=300 V_m-V_c	5x5 V_c	\perp V_m	B=150 V_m-V_c	5x5 V_c	\perp V_m	B=0 V_m-V_c
0	168	165	-3	488	547	59	1000	1032	32
0,4	216	214	-2	476	516	40	942	936	-6
0,8	285	302	17	442	447	5	787	805	18
1,2	314	361	47	381	373	-8	579	575	-4
1,6	288	317	29	301	291	-10	368	391	23
2,-	225	240	15	215	212	-3	204	229	25
2,4	161	180	19	147	159	12	110	113	3
2,8	125	147	22	114	147	33	81	113	32
3,2	116	150	34	109	139	30	95	118	32
3,6	107	124	17	108	137	31	120	138	18
4,-	96	111	15	105	120	15	132	140	8
4,4	90	115	25	98	105	7	123	118	-5
4,8	86	93	7	88	90	2	98	92	6
5,2	77	85	8	74	75	1	69	66	-3
5,6	66	80	14	62	68	6	50	57	7
6,-	61	85	24	58	71	13	47	59	12
6,4	60	82	22	58	69	11	55	64	9
6,8	57	79	22	59	64	5	65	70	5
7,2	54	93	39	58	72	14	70	80	10
7,6	52	88	36	55	65	10	65	87	22
8,-	50	80	30	50	66	16	53	68	15
8,4	46	79	33	45	61	16	40	51	11
8,8	14	80	36	40	64	24	33	50	17

Kontraszteredmények [2]

d	5x3	\perp	B=300	5x3	\perp	B=150	5x3	\perp	B=0
	V_c	V_m	V_m-V_c	V_c	V_m	V_m-V_c	V_c	V_m	V_m-V_c
0	168	182	14	488	559	71	1000	1033	33
0,4	217	224	7	480	524	44	949	1018	69
0,8	310	324	14	490	504	14	875	930	55
1,2	399	426	27	485	483	-2	736	776	40
1,6	447	509	62	467	470	3	562	621	49
2,-	452	505	53	432	456	23	410	458	48
2,4	421	495	74	387	407	20	289	312	23
2,8	361	422	61	330	372	42	244	246	2
3,2	291	361	70	274	323	48	240	244	4
3,6	223	280	47	227	276	49	251	267	16
4,-	178	202	24	193	216	23	244	259	15
4,4	155	160	5	169	194	25	215	244	29
4,8	150	147	-3	156	165	9	173	202	29
5,2	147	181	34	142	156	14	131	166	35
5,6	132	157	25	125	158	33	100	120	20
6,-	112	126	14	106	133	27	81	106	25
6,4	89	162	73	88	98	10	88	81	-7
6,8	72	122	50	74	98	24	82	93	11
7,2	62	107	45	66	85	19	79	102	23
7,6	59	88	29	62	82	10	73	94	21
8,-	62	91	29	63	75	12	66	79	13
8,4	67	98	21	65	83	18	59	70	11
8,8	63	108	35	67	85	18	66	62	-4

Kontraszteredmények [3]

d	5x0,5	\perp	B=300	5x0,5	\perp	B=150	5x0,5	\perp	B=0
	V_c	V_m	V_m-V_c	V_c	V_m	V_m-V_c	V_c	V_m	V_m-V_c
0	168	207	39	488	596	108	1000	1040	40
0,4	222	240	18	490	531	41	970	1018	48
0,8	322	311	-11	497	523	26	887	940	53
1,2	413	400	-13	501	558	57	760	792	32
1,6	474	474	0	496	514	18	607	646	39
2,-	498	495	-3	476	536	60	452	477	25
2,4	483	495	12	444	504	60	332	345	13
2,8	437	455	18	399	490	91	285	292	7
3,2	374	391	17	353	399	46	309	304	-5
3,6	307	334	27	313	336	23	346	356	10
4,-	265	279	14	287	281	-6	364	360	-4
4,4	257	272	15	280	264	-16	351	347	-4
4,8	274	266	-8	281	276	-5	311	316	5
5,2	204	291	-3	282	288	6	262	286	24
5,6	295	276	-19	278	300	22	224	253	29
6,-	281	289	8	265	291	26	216	239	23
6,4	254	280	26	248	278	30	234	248	14
6,8	225	285	60	231	259	28	256	280	24
7,2	205	262	57	219	220	1	264	275	11
7,6	206	245	39	217	206	-11	255	254	-1
8,-	218	260	42	220	218	-2	230	230	0
8,4	229	246	17	221	252	31	200	230	30
8,8	238	265	27	220	275	55	182	160	-22

Kontraszteredmények [4]

d	5x3		B=300	5x3		B=150	5x0,5		B=300	B=150
	V_c	V_m	$V_m - V_c$	V_c	V_m	$V_m - V_c$	V_c	V_m	$V_m - V_c$	
0	316	435	119	810	875	65	1000	1024	24	
0,4	315	373	58	765	826	61	950	955	5	
0,8	296	335	39	696	767	71	867	905	38	
1,2	264	300	36	586	640	56	744	804	60	
1,6	222	255	33	458	504	46	593	675	82	
2,-	174	203	29	332	397	65	449	550	101	
2,4	136	150	14	236	270	34	324	335	11	
2,8	122	153	31	195	225	30	278	295	17	
3,2	138	158	20	201	214	13	301	360	59	
3,6	163	156	-7	214	218	4	389	365	-24	
4,-	174	185	11	213	199	-14	362	364	2	
4,4	171	178	7	193	189	-4	342	349	7	
4,8	155	165	10	160	156	-4	304	300	-4	
5,2	131	156	24	126	127	1	255	231	-24	
5,6	111	136	25	101	114	13	218	250	32	
6,-	107	120	13	91	101	10	210	226	16	
6,4	113	137	24	92	98	6	228	235	7	
6,8	120	139	19	95	102	7	249	270	21	
7,2	120	134	14	94	105	11	257	272	15	
7,6	111	131	20	87	105	18	249	260	11	
8,-	95	126	31	71	99	27	224	255	31	
8,4	79	99	20	66	89	23	196	245	49	
8,8	68	108	40	60	94	34	178	225	47	

II. táblázat
Rendszámeredmények [1]

d	5x5 ε_c	\perp ε_m	B=300 $\varepsilon_m - \varepsilon_c$	5x5 ε_c	\perp ε_m	B=150 $\varepsilon_m - \varepsilon_c$	5x5 ε_c	\perp ε_m	B=0 $\varepsilon_m - \varepsilon_c$
0	-500	-425	-75	0	0	0	0	036	36
0,4	-296	-319	25	052	067	15	086	081	-5
0,8	-150	-184	34	104	118	14	168	157	-11
1,2	-040	089	49	160	164	4	256	231	-25
1,6	047	059	12	208	203	-5	304	292	-12
2,-	117	107	-10	242	238	-4	335	309	-26
2,4	152	142	-10	249	234	-15	313	303	-10
2,8	152	145	-7	217	214	-3	239	246	7
3,2	153	142	-11	209	208	-1	187	211	24
3,6	164	169	5	210	213	3	188	207	19
4,-	172	169	-3	219	217	-2	221	235	14
4,4	177	172	-5	233	230	-3	263	278	15
4,8	190	180	-10	247	237	-10	295	300	5
5,2	205	187	-18	255	232	-23	304	306	2
5,6	207	185	-22	249	209	-40	277	259	-18
6,-	200	184	-16	232	196	-36	228	260	32
6,4	199	184	-15	223	197	-26	202	240	38
6,8	204	198	-6	226	206	-20	209	218	9
7,2	207	218	11	234	202	-32	231	270	39
7,6	210	213	3	244	213	-31	269	290	21
8,-	217	236	19	253	20	-46	292	321	29
8,4	223	223	0	256	189	-67	290	304	14
8,8	216	221	5	246	166	-80	259	269	10

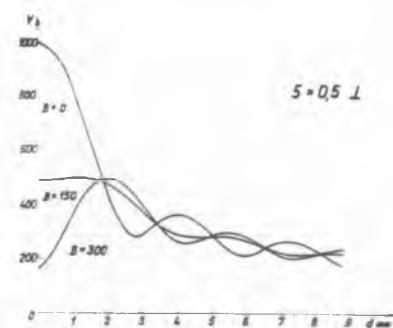
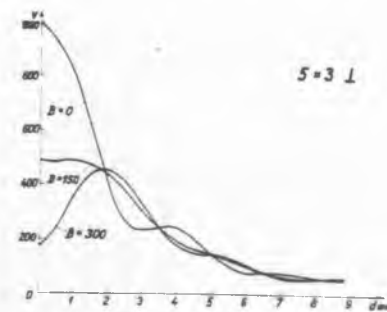
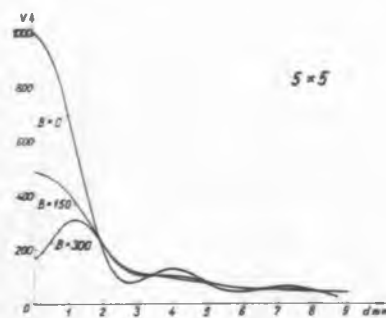
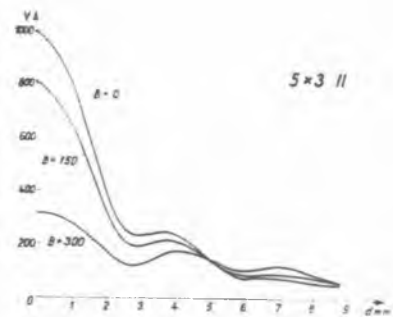
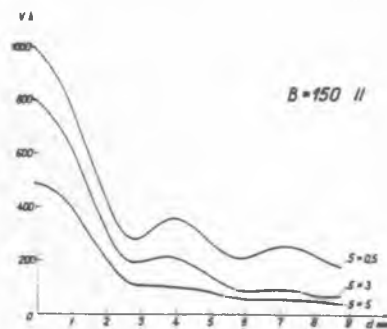
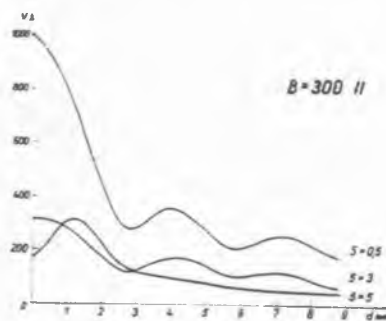
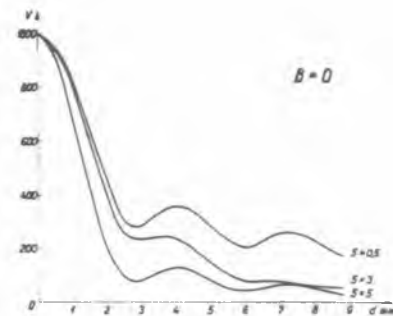
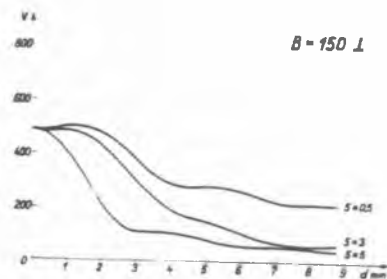
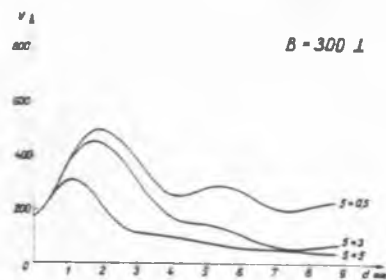
d	5x3 ε_c	\perp ε_m	B=300 $\varepsilon_m - \varepsilon_c$	5x3 ε_c	\perp ε_m	B=150 $\varepsilon_m - \varepsilon_c$	5x3 ε_c	\perp ε_m	B=0 $\varepsilon_m - \varepsilon_c$
0	-500	-470	-30	0	017	17	0	019	19
0,4	-321	-336	15	026	034	8	059	071	12
0,8	-203	-219	16	054	063	9	115	121	6
1,2	-116	-142	26	084	103	19	168	167	-1
1,6	-041	-077	36	117	105	-11	213	206	-7
2,-	026	066	40	151	141	-10	244	238	-6
2,4	086	089	3	184	169	-15	247	241	-6
2,8	137	124	-13	212	202	-10	224	223	-1
3,2	177	173	-4	233	226	-7	211	211	0
3,6	199	202	3	246	239	-7	224	209	-13
4,-	203	215	12	250	257	7	252	225	-27
4,4	197	187	-10	253	252	-1	283	259	-24
4,8	213	186	-27	258	244	-14	307	288	-19
5,2	217	292	-25	268	251	-17	317	311	-6
5,6	236	187	-49	278	258	-20	307	308	1
6,-	253	194	-59	285	255	-30	282	290	8
6,4	260	223	-37	285	249	-36	263	249	14
6,8	253	229	-24	275	247	-28	258	257	-1
7,2	229	216	-13	257	240	-17	219	258	-1
7,6	202	200	-2	236	232	-4	261	272	11
8,-	184	189	5	220	230	10	258	274	16
8,4	179	179	0	212	218	6	246	264	18
8,8	191	192	1	211	206	-5	224	251	27

Rendszámeredmények [2]

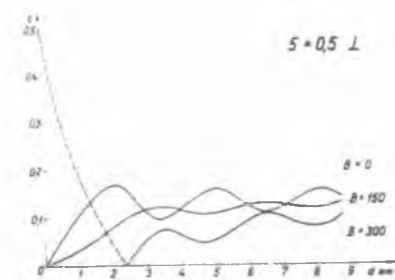
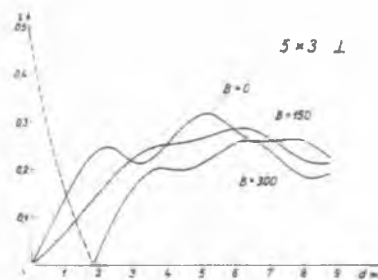
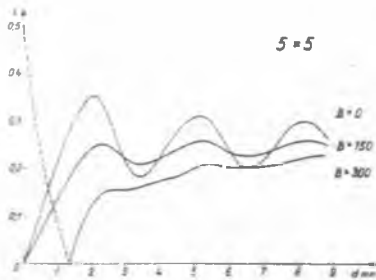
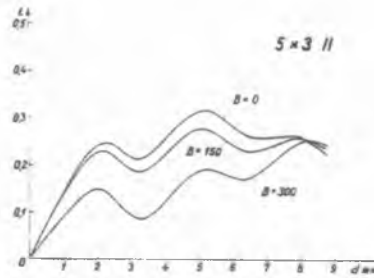
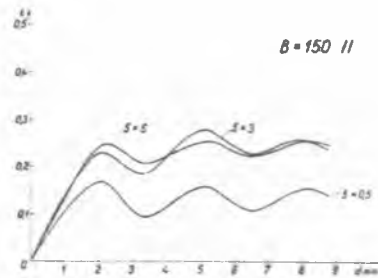
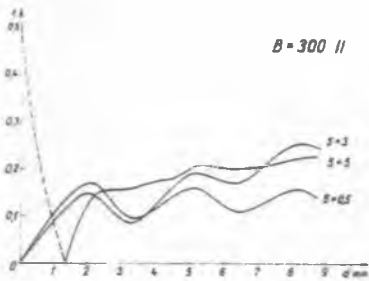
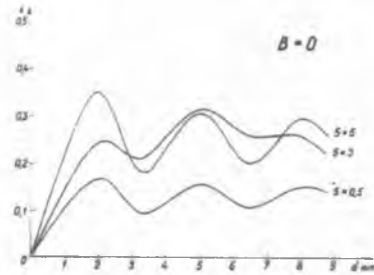
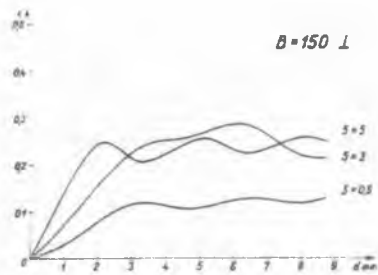
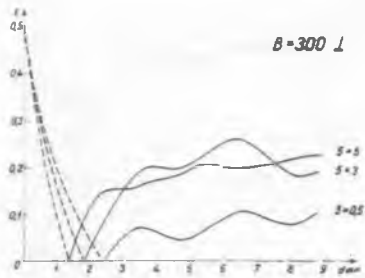
d	5x0,5			5x0,5			5x0,5		
	ε_c	ε_m	$\varepsilon_m - \varepsilon_c$	ε_c	ε_m	$\varepsilon_m - \varepsilon_c$	ε_c	ε_m	$\varepsilon_m - \varepsilon_c$
0	-500	-406	94	0	024	24	0	039	39
0,4	-337	-347	-10	010	017	7	043	062	19
0,8	-234	-226	8	023	044	20	085	101	16
1,2	-161	-171	-10	039	070	31	123	132	9
1,6	-101	-107	-6	057	070	13	154	163	9
2,-	-048	-068	-20	077	102	25	169	173	4
2,4	-002	-037	-35	096	098	2	159	171	12
2,8	-036	067	103	110	125	15	123	123	0
3,2	063	086	23	119	121	2	097	109	12
3,6	074	069	-5	119	147	28	098	117	19
4,-	066	096	30	114	143	29	115	117	2
4,4	050	065	15	106	121	15	136	136	0
4,8	047	058	11	104	102	-2	153	160	7
5,2	059	066	7	109	122	13	158	165	7
5,6	074	074	0	117	121	4	145	161	16
6,-	092	081	-11	125	125	0	120	145	25
6,4	105	115	10	129	139	10	108	131	23
6,8	106	104	-2	129	134	5	112	127	15
7,2	096	093	-3	124	144	20	126	137	11
7,6	084	084	0	118	144	26	143	145	2
8,-	080	109	29	117	128	11	155	166	11
8,4	088	123	35	120	128	8	154	176	22
8,8	106	111	5	126	139	13	139	164	25

d	5x3			5x3		
	ε_c	ε_m	$\varepsilon_m - \varepsilon_c$	ε_c	ε_m	$\varepsilon_m - \varepsilon_c$
0	0	041	41	0	0	0
0,4	035	062	27	055	052	-3
0,8	070	079	9	109	117	8
1,2	107	113	6	159	164	5
1,6	132	141	9	205	196	-9
2,-	148	157	9	227	218	-9
2,4	140	149	9	228	226	-2
2,8	107	134	24	202	216	14
3,2	087	104	17	185	193	8
3,6	095	106	11	195	208	13
4,-	120	136	16	220	218	-2
4,4	151	136	-15	248	251	3
4,8	176	169	-7	270	253	-17
5,2	191	193	2	286	256	-30
5,6	188	176	-12	267	249	-18
6,-	173	181	8	244	222	-22
6,4	170	187	17	229	213	-16
6,8	183	196	13	231	230	-1
7,2	203	192	-11	241	235	-6
7,6	230	216	-14	252	225	-27
8,-	249	243	-6	259	215	-44
8,4	255	228	-27	254	210	-44
8,8	244	197	-47	236	206	-30

ÖSSZEHASONLÍTÓ DIAGRAMOK
/Kontraszt/



ÖSSZEHASONLÍTÓ DIAGRAMOK
/Rendszám/



AZ INTERFERENCIA LÁTHATÓSÁGA ES RENDSZÁMA MICHELSON INTERFEROMÉTERBEN

EXCENTRIKUS FÉNYFORRÁSOK ESETÉN

Irta: Erdőkürti Zoltán és Kántor Károly

Összefoglalás

Meghatározzuk az interferencia láthatóságát és rendszámát Michelson interferométerben excentrikus fényforrások esetében. A parciális koherenciaelmélet segítségével kapott egyszerű végeredményeket kísérletileg is igazoljuk.

Bevezetés

A Michelson interferométerben képződő interferencia láthatóságát és rendszámát az optikai tengelyen fekvő fényforrások esetén korábbi közleményekben részletesen tárgyaltuk és kísérletileg is igazoltuk [1, 2, 3, 4].

Jelen munkában a fényforrás excentrikus helyzetének az interferencia láthatóságára és rendszámára gyakorolt hatását kívánjuk megvizsgálni.

A számítási eljárás lényegileg megegyezik a centrikus esetekben alkalmazott számítási eljárással. Az interferencia láthatósága és rendszáma ugyanis a megfigyelési pontból származtatható két homológ pontra a fényforrásból /jelen esetben excentrikus fényforrásból/ jutó sugárzás koherencia fokának segítségével segítségével egyszerűen határozható meg, [1]. Téglalapalaku excentrikus fényforrások esetében csupán a koherencia-fokot meghatározó integrál felső és alsó határát kell az excentricitás figyelembevételével megválasztani [3]. Köralaku fényforrások esetén viszont a centrikus esetet leíró Lommel-függvények változóit kell egy, az excentricitás szögével elforgatott koordináta-rendszerbe transzformálni.

A kapott eredményeket egy korábban részletesen ismertetett eljárás [2] segítségével végzett mérések is igazolják.

1.§. Téglalapalaku fényforrások

Az optikai tengelyen fekvő téglalapalaku fényforrásoknál az interferencia láthatóságát és a rendszámát Fresnel integrálok segítségével egyszerű alakban kaphatjuk meg [3]. Excentrikusan /nem az optikai tengelyen/ fekvő téglalapalaku fényforrásból származó interferencia koherenciafokának

felírásakor a koherenciafokot meghatározó integrál felső és alsó határát kell megváltoztatni. ψ tengely irányában elmozdult $2\psi_0^* \times 2x_0^*$ méretű fényforrásnál a koherenciafok

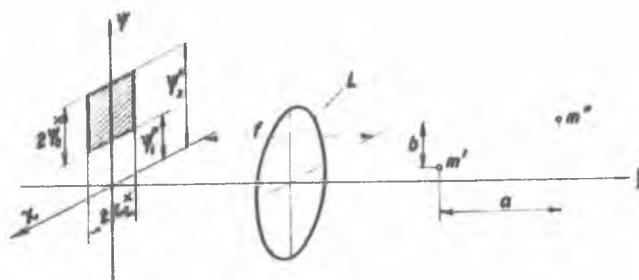
$$\text{Re } \delta_{12} = \frac{1}{4 x_0 \psi_0} \int_{-x_0}^{x_0} \int_{-\psi_0}^{\psi_0} \cos \frac{A+B\psi}{\sqrt{1+x^2+\psi^2}} dx d\psi, \quad /1/$$

ahol $\psi = \frac{\psi^*}{f}$; $x = \frac{x^*}{f}$; A és B a homológ pontok

(m' , m'') koordinátakülönbségei hullámszámban kifejezve.

$$A = \frac{2\pi}{\lambda} a; \quad B = \frac{2\pi}{\lambda} b \quad \text{és} \quad C = 0 \quad (m', m'' \text{ a}(\psi, \xi))$$

síkban fekszik/, L kollimátorobjektív, amelynek fókusztávolsága f /1.ábra/.



1. ábra

A [3] -ban ismerttetett bevezetés alapján a végeredmény

$$\text{Re } \delta_{12} = \frac{\pi \cdot C(c) [C(b_2) - C(b_1)]}{2 A \psi_0 x_0} \sqrt{(1+\text{tg}^2 \beta)(1+\text{tg}^2 \gamma)} \cos [A + \frac{B^2}{2A} - \gamma - \beta], \quad /2/$$

ahol

$$c = x_0 \sqrt{\frac{A}{\pi}}; \quad b_2 = \psi_2 \sqrt{\frac{A}{\pi}} - B \sqrt{\frac{1}{A\pi}}; \quad b_1 = \psi_1 \sqrt{\frac{A}{\pi}} - B \sqrt{\frac{1}{A\pi}}, \quad /3/$$

továbbá:

$$\text{tg } \beta = \frac{S(b_2) - S(b_1)}{C(b_2) - C(b_1)}; \quad \text{tg } \gamma = \frac{S(c)}{C(c)} \quad /4/$$

és

$S(b)$, $C(b)$ a megfelelő Fresnel-integrál.

2.§. Köralaku fényforrások

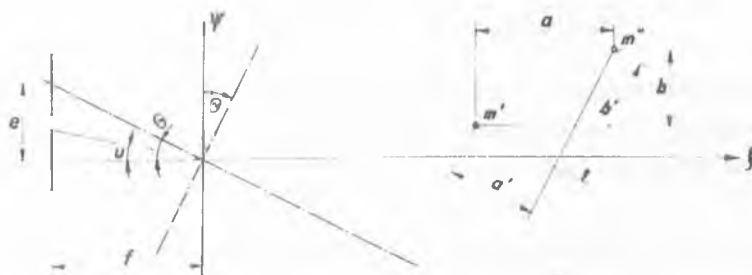
Mint ismeretes, centrikus esetben az interferenciát leíró kifejezés:

$$\operatorname{Re} \delta_{12} = \frac{2}{w} \sqrt{U_1^2(w, z) + U_2^2(w, z)} \cos \left[\frac{w}{u^2} \left(1 - \frac{u^2}{2} \right) + \operatorname{arctg} \frac{U_2(w, z)}{U_1(w, z)} \right],$$

$$\text{ahol } w = Au^2 = \frac{2\pi}{\lambda} au^2; \quad z = Bu = \frac{2\pi}{\lambda} bu \quad /2.\text{ábra}/$$

és U_1 és U_2 az w, z változók Lommel függvényei.

Az optikai tengelytől e távolságra lévő fényforrás jó közelítéssel centrikus forrásnak tekinthető egy $\Theta = \frac{e}{f}$ szöggel elforgatott koordináta-rendszerben, ha az elforgatás szöge kicsi $\Theta < 0,1$. /2.ábra/.



2. ábra

Az új koordinátarendszerben a Lommel-függvények új változóit jelöljük w' és z' -vel. w' és z' kifejezhetők az eredeti w, z változókkal és az excentricitás mértékével. Az ábra alapján

$$a' = a \cos \Theta - b \sin \Theta \quad /5/$$

$$b' = b \cos \Theta + a \sin \Theta \quad /6/$$

és így

$$w' = w \cos \Theta - zu \sin \Theta \quad /7/$$

$$z' = z \cos \Theta + \frac{w}{u} \sin \Theta \quad /8/$$

Az excentrikus helyzetben lévő fényforrásból származó interferenciát leíró kifejezés tehát

$$\operatorname{Re} \delta'_{12} = \frac{2}{w'} \sqrt{U_1^2(w', z') + U_2^2(w', z')} \cos \left[\frac{w'}{u^2} \left(1 - \frac{u^2}{2} \right) + \operatorname{arctg} \frac{U_2(w', z')}{U_1(w', z')} \right] \quad /9/$$

Az interferencia láthatósága így

$$V' = \frac{2}{w'} \sqrt{U_1^2(w', z') + U_2^2(w', z')} \quad /10/$$

de kis Θ, u szögek esetén,

$$w' \cong w \quad /11/$$

$$z' \cong z + w \frac{\Theta}{u} \quad /12/$$

és a Lommel függvények lassu változása miatt,

$$V' \cong \frac{2}{w} \sqrt{U_1^2[w, (z + w \frac{\Theta}{u})] + U_2^2[w, (z + w \frac{\Theta}{u})]} \quad /10a/$$

Az interferencia-kép rendszámának értéke pedig

$$r' = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{w'}{u^2} \left(1 - \frac{u^2}{2} \right) + \arctg \frac{U_2(w', z')}{U_1(w', z')} \right] \quad /13/$$

A láthatóság kiszámításakor alkalmazott közelítés itt csak a Lommel függvényekkel adott tagnál alkalmazható. Ez könnyen belátható, ha meghatározzuk az un. rendszámkorrekció ε értékét

$$\varepsilon = r_0 - r'$$

ahol r_0 a pontszerű fényforrásból származó interferencia-kép rendszámértéke. A /7, 8/ és /13/ felhasználásával a rendszámkorrekció

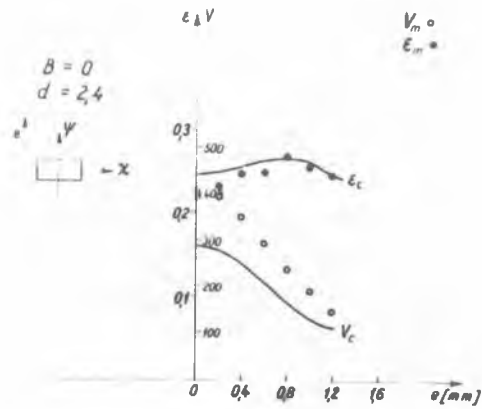
$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{2d}{\lambda} - \frac{1}{2\pi} \left[\frac{w'}{u^2} \left(1 - \frac{u^2}{2} \right) + \arctg \frac{U_2(w', z')}{U_1(w', z')} \right] = \\ &\cong \frac{w}{4\pi} - \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{U_2[w, (z + w \frac{\Theta}{u})]}{U_1[w, (z + w \frac{\Theta}{u})]} + \frac{z}{2\pi} \frac{\Theta}{u} + \frac{w}{4\pi} \frac{\Theta^2}{u^2} \end{aligned} \quad /14/$$

Megjegyzés:

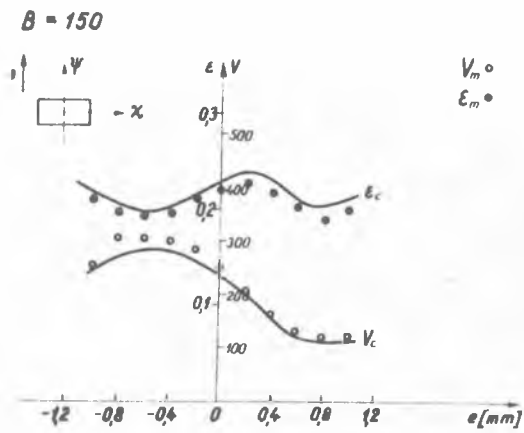
A 2. ábra és /5/ /6/ kifejezésekből kitűnik, hogy Θ -nak előjelet kell tulajdonítanunk, mivel α' és β' értékei $\sin \Theta$ azaz Θ előjelétől is függenek. /A téglalapalaku excentrikus fényforrásoknál az excentricitás előjelének figyelembevétele /3/ kifejezésekben ψ_1, ψ_2 és B előjelével történik/.

3.§. Mérési eredmények

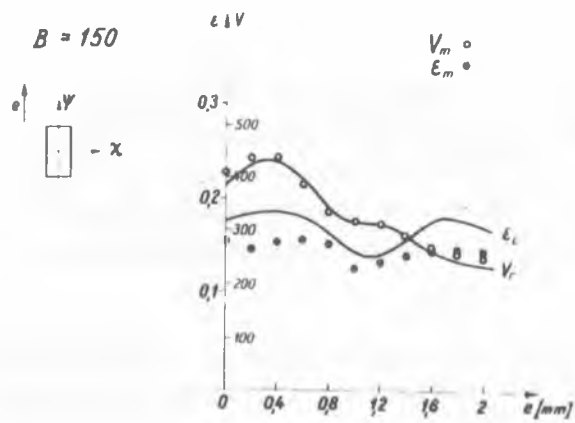
Az elméleti eredmények igazolására egy téglalapalaku /5x3 mm/ és egy köralakú / \varnothing 5 mm / fényforrás esetén végeztünk méréseket. A kollimátor-objektív fókusz távolsága $f = 195$ mm, a használt fény hullámhossza $\lambda = 5,086 \cdot 10^{-4}$ mm volt.



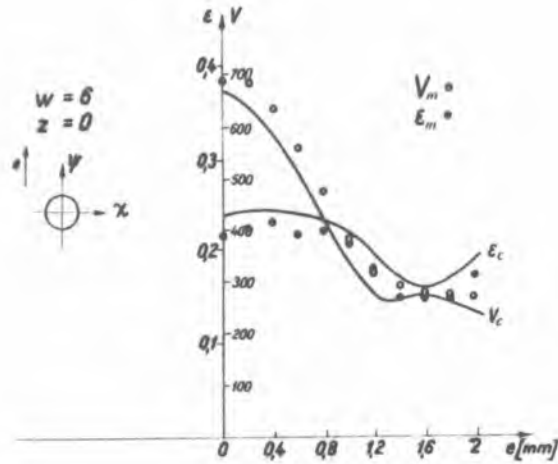
3. ábra



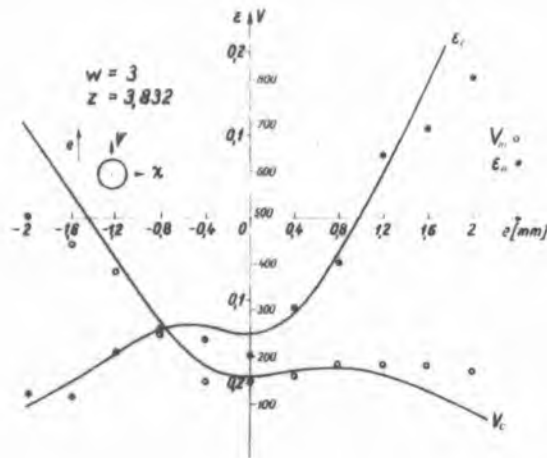
4. ábra



5. ábra



6. ábra



7. ábra

A mérési elrendezést egy korábbi közleményben [2] ismertettük. A téglalap alakú forrásnál $B = 0$ illetve a kör alakú forrásnál $z = 0$ eseteknél az interferométer mindkét tükrére az optikai tengelyre merőleges. $B = 150$ és $z = 3,832$ paraméterértékeket az interferométer álló tükrének $\alpha = 1,84 \cdot 10^{-4}$ hajlásszöge mellett az észlelő multiplier helyzetének megváltoztatásával állítottuk be.

Az összes mérésnél a fényforrás a ψ tengely mentén /1. ábra/ mozgott el, a $z \neq 0$ és $B \neq 0$ esetekben az interferenciacsíkok a x -tengellyel párhuzamosan helyezkedtek el.

A téglalakú fényforrások esetén a mérési eredményeket és az elméleti eredményeket a 3. 4. 5. ábrán, a köralakú fényforrások esetén pedig a 6. 7. ábrákon tüntettük fel. Az elméleti és mérési eredményeket a Függelékben táblázatosan is közöljük. A mért értékek az elmélettel jó egyezést mutatnak.

Köszönetnyilvánítás

Köszönetünket fejezzük ki Potincza Teréznek és Regős Györgynek a mérésekben és a kiértékelésnél nyújtott segítségért.

I r o d a l o m




- [1] Bakos J., Kántor K.: KFKI Közl. 9, 129 /1961/
- [2] Erdőkürti Z., Kántor K.: KFKI Közl. 10, 269 /1962/
- [3] Erdőkürti Z., Kántor K.: KFKI Közl. 11, 99 /1963/
- [4] Bakos J., Kántor K., Varga P.: KFKI Közl. 9, 208 /1961/

Érkezett 1963 január 15.

KFKI Közl. 11.évf. 2.sz. 1963.

I. Táblázat
Kontraszteredmények

Téglalapalaku fényforrás

e	B=150 			B=150 			B=0 		
	V_c	V_m	$V_m - V_c$	V_c	V_m	$V_m - V_c$	V_c	V_m	$V_m - V_c$
2				171	218	47			
1,8				196	230	34			
1,6				238	255	17			
1,4				286	290	4			
1,2				311	312	1	113	143	30
1	110	120	10	312	314	2	133	190	57
0,8	109	125	16	337	335	-2	170	239	69
0,6	117	131	14	394	386	-8	215	297	82
0,4	153	165	12	432	435	3	253	355	102
0,2	202	210	8	426	440	14	278	396	118
0	238	235	-3	384	410	26	289	406	117
-0,2	262	275	13						
-0,4	280	303	23						
-0,6	284	314	30						
-0,8	271	303	32						
-1	240	254	14						




Köralaku fényforrás

e	w = 3		z = 3,832		w = 6		z = 0	
	V_c	V_m	$V_m - V_c$	V_c	V_m	$V_m - V_c$	V_c	$V_m - V_c$
2	88	170	92	240	265	25		
1,8				258	275	17		
1,6	130	180	50	270	280	10		
1,4				265	290	25		
1,2	162	180	18	274	320	46		
1				340	380	40		
0,8	175	185	10	420	475	55		
0,6				502	555	53		
0,4	168	156	-12	580	630	50		
0,2				635	665	30		
0	156	145	-11	662	685	23		
-0,2								
-0,4	185	149	-36					
-0,6								
-0,8	278	250	-28					
-1								
-1,2	413	385	-28					
-1,4								
-1,6	562	445	-117					
-1,8	696	505	-191					

II. Táblázat

Rendszámeredmények

Téglalapalaku fényforrás

e	B=150 			B=150 			B=0 		
	ε_c	ε_m	$\varepsilon_m - \varepsilon_c$	ε_c	ε_m	$\varepsilon_m - \varepsilon_c$	ε_c	ε_m	$\varepsilon_m - \varepsilon_c$
2				174	147	-27			
1,8				176	143	-33			
1,6				178	144	-34			
1,4				159	142	-17			
1,2				140	133	-7	245	247	2
1	213	205	-8	143	128	-15	260	253	-7
0,8	205	193	-12	165	150	-15	266	271	5
0,6	209	205	-4	182	157	-25	262	247	-15
0,4	229	221	-8	186	156	-30	255	249	-6
0,2	237	228	-9	185	150	-35	250	231	-19
0	228	221	-7	178	158	-20	247	228	-19
-0,2	214	211	-3						
-0,4	201	199	-2						
-0,6	197	193	-4						
-0,8	205	197	-8						
-1	218	210	-8						

Kör alakú fényforrás

e	w = 3		z = 3,832		w = 6		z = 0	
	ε_c	ε_m	$\varepsilon_m - \varepsilon_c$	ε_c	ε_m	$\varepsilon_m - \varepsilon_c$	ε_c	ε_m
2	276	169	-107	192	172	-20		
1,8				169	147	-22		
1,6	164	108	-56	158	146	-12		
1,4				169	149	-20		
1,2	52	78	26	193	174	-19		
1				220	211	-9		
0,8	-45	-55	-10	232	221	-11		
0,6				239	217	-22		
0,4	-115	-110	5	242	222	-20		
0,2				242	222	-20		
0	-141	-167	-26	239	217	-22		
0,2								
0,4	-130	-144	-14					
0,6								
0,8	-136	-136	0					
-1								
-1,2	-163	-161	2					
-1,4								
-1,6	-198	-214	-16					
-1,8								
-2	-228	-211	17					

A VVRSZ 2 MW-OS KISÉRLETI ATOMREAKTOR TELJESÍTMÉNYNÖVELESÉNEK LEHETŐSÉGE FELÜLETI FORRÁSOS HÜTÉSSEL

Irta: Szentgyörgyi István

Összefoglalás

Egyes fizikai kísérletek, valamint az izotópgyártás meggyorsítása miatt kívánatos lenne a 2 MW-os VVRSZ kísérleti atomreaktor teljesítményét 10 MW-ra növelni. A teljesítménynövelésnek szinte egyedüli akadálya, hogy a fűtőelemek hőteljesítményét a jelenlegi konvekciós hűtés miatt nem, ill. csak kismértékben lehet növelni.

Ebben a cikkben a teljesítménynövelés hőtechnikai kérdéseivel, s azon belül elsősorban a felületi forrásos hőcsere alkalmazásának lehetőségeivel foglalkozunk. Nem foglalkozunk a különböző technológiai kérdésekkel, így a fűtőelem hőfeszültség okozta deformációjával, a felület korrozójával, a fűtőelem szilárdsági problémáival, a sugárvédelemmel, a szekunder hűtőkörrel stb. Meg kívánjuk azonban jegyezni, hogy a teljesítménynövelés hőtechnikai akadályainak leküzdése esetén is csak a fenti kérdések minden oldalról történő alapos megvizsgálása után lehet és szabad a teljesítménynövelést megkísérlni.

Egy q hőteljesítményű fűtőelem hőátadása a következőkép írható le

$$Q = hF(t_w - t_l) \text{ Kcal/d}$$

vagy a felület egységére vonatkozóan

$$q = h(t_w - t_l) \text{ Kcal/m}^2\text{ó}$$

A fűtőelem, ill. a reaktor hőteljesítményét a hűtéssel elszállítható hő szempontjából h , F és $(t_w - t_l)$ közül bármelyik változtatásával egyaránt növelhetjük.

1/ Teljesítménynövelés a h hőátadási tényező növelésével

A hőátadási tényező a Dittus-Boelter egyenlet szerint

$$h = 0,023 \frac{k}{d_e} \left(\frac{d_e v}{\nu} \right)^{0,8} \left(\frac{\nu}{\alpha} \right)^{1/3} \text{ Kcal/m}^2\text{ó } ^\circ\text{C}$$

A VVRSZ reaktor teljesítménynövelése esetén a primer hűtőviz hőmérséklete csak néhány $^\circ\text{C}$ -kal változna, a fizikai tényezők változása jelentéktelen, ezért ha a zóna geometriája változatlan marad, csupán a hűtőviz sebességének

változtatásával növelhetjük a hőátadási tényezőt.

A VVR Sz reaktorban a hűtővíz sebességét vagy a fűtőelemek körüli áramlás programozásával, /a kisebb hőterhelési fűtőelemek mentén a kosarak végén elhelyezett szűkítőkkal az áramlás csökkentése, ill. a fűtőelemek közepe táján elhelyezett szűkítőkkal a fűtőelemek legnagyobb hőterhelésű szakaszán az áramlás növelése/ vagy nagyobb teljesítményű szivattyúk beállításával lehet növelni. A sebesség növelése az EK-10-es fűtőelemek viszonylag kis szilárdsága miatt korlátozott, ezért ily módon a reaktor hőteljesítménye semmiesetre sem növelhető meg számottevő mértékben.

2/ A fűtőelemek felületének növelése

Változatlan, vagy nem túlságosan megváltozott hőátadási tényező feltételezésével /a méretek megváltoztatásával megváltozik a hőátadási tényező is/ a felület növelésének arányában növelhetjük a teljesítményt. A felület növelésével minden olyan fűtőelemmel eredményesen lehetne a teljesítményt növelni, amelynek a fűtőelem felület /hasadóanyag térfogat aránya jobb, mint az EK-10-es fűtőelemeké. Igen hatásosan lehetne a reaktor teljesítményét vékony lap, kislemez vastagságú körgyűrű, rudalaku bordázott, vagy bordázott lap, ill. körgyűrű alakú fűtőelemekkel növelni. A reaktor teljesítményének növelése a felsorolt fűtőelem típusok bármelyikével azonban nem csupán a fűtőelemek, hanem lényegében az egész zóna kicserélését követelné meg.

3/ A fűtőelemfelület és a hűtőfolyadék közti hőfokkülönbség ($t_w - t_f$) növelése

Konvekciós hűtés esetén a hűtőfolyadék hőmérsékletét a primer hűtővíz belépő hőfoka, a fűtőelem felületének hőfokát a hűtővíz telítési hőmérséklete szabja meg. Az aktív zóna felett kb. 4 m vízzéteg van, e miatt a zónában levő fűtőelemeket körüláramló hűtővíz nyomása kb. 1,4 ata, a telítési hőfoka pedig kb. 109 °C. Az eredeti dokumentáció szerint a legjobban igénybevett fűtőelemrud felületének maximális hőmérséklete 92 °C. A hőfokkülönbség növelésére tehát van lehetőség, s ezzel a reaktor teljesítménye mintegy 30 %-al növelhető. Meg kívánjuk jegyezni, hogy ha a felület hőmérséklete eléri a telítési értéket, gőzbuborékok még nem keletkeznek rajta, mivel a buborékképződéshez a felület túlhevítése szükséges.

4/ Felületi forrásos hőcsere

Felületi forrásos hőcserével a hőátadás jellege alapvetően megváltozik, a hőátadási tényező csaknem két nagyságrenddel megjavulhat, azért ez a hőátadási módszer alkalmas a reaktor teljesítményének növelésére.

A továbbiakban a VVR Sz reaktor kizárólag felületi forrásos hőcserevel történő teljesítménynövelésének lehetőségeit vizsgáljuk.

A felületi forrásos hőcsere alkalmazása esetén meg kívánjuk vizsgálni

- a/ a fűtőelemek hőfokviszonyait, összehasonlítva a 2 MW teljesítményű konvekciós hűtéssel,
- b/ a fűtőelemek kiégéssel szembeni biztonságát,
- c/ a gőzbuborékoknak a reaktivitásra gyakorolt hatását,
- d/ a fűtőelemek elszennyeződését,
- e/ a fűtőelemek vibrációját,
- f/ a biztonsági védelmet.

a/ Hőfokviszonyok a VVR Sz reaktor fűtőelemeiben 10 MW felületi forrásos és 2 MW konvekciós hűtés esetén.

Atomreaktorok aktív zónájában a hőkiválás a neutronfluxussal arányos. A neutronfluxus a zónában nem egyforma, a zóna közepén nagyobb, mint a széleken. A fluxus eloszlását befolyásolja a reflektor és a szabályozó rudak is. Az eredeti dokumentáció szerint a reaktor maximális hőteljesítményét úgy kapjuk meg, ha az átlagos teljesítményt $\eta_r = 1,54$ radiális és $\eta_z = 1,3$ axiális egyenetlenségi tényezővel megszorozzuk.

$$N_{\max} = \eta_r \cdot \eta_z \cdot N_{\text{átlag}}$$

Hőtechnikai szempontból a legjobban igénybevett fűtőelem maximális hőterhelése a legkritikusabb, további számításainkban mi is csak ezzel foglalkozunk.

Hőtechnikai viszonyok 2 MW hőteljesítménnyel. /Eredeti dokumentáció alapján.

A legjobban igénybevett fűtőelemek maximális teljesítménye

$$N = 6,89 \text{ KW}$$

a maximális hőteljesítmény

$$Q = 860 N = 5900 \text{ Kcal/ó}$$

Ezzel a hőteljesítménnyel a maximális felületi hőfluxus

$$q = N/F = 0,378 \cdot 10^6 \text{ Kcal/m}^2\text{ó}$$

A hűtőfolyadék középhőmérséklete / 34 C°-os bemenő primer hűtővíz hőmérséklet mellett 1,75 m/mp folyadéksebesség esetén/

$$t_k = 37,25 \text{ C}^\circ$$

Hőmérsékletkülönbség a fűtőelem fala és a hűtővíz között

$$\Delta t = 54 \text{ C}^\circ$$

A fűtőelem falának maximális hőfoka

$$t_w = t_k + \Delta t = 91,25 \text{ C}^\circ$$

Hőfokelés a fűtőelem burkolatában

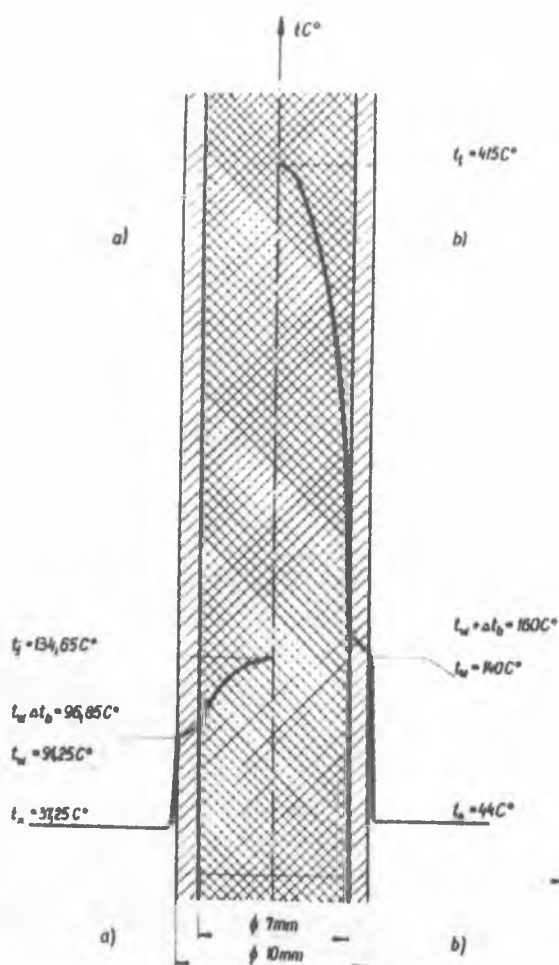
$$\Delta t_b = 5,6^\circ$$

Hőfokelés a fűtőanyagban

$$\Delta t_f = 37,8^\circ$$

A fűtőelem tengelyében uralkodó maximális hőmérséklet / 1a. ábra/

$$t_f = t_w + \Delta t_b + \Delta t_f = 134,65^\circ$$



1. ábra

Hőmérsékleti viszonyok a VVRSz fűtőelemben

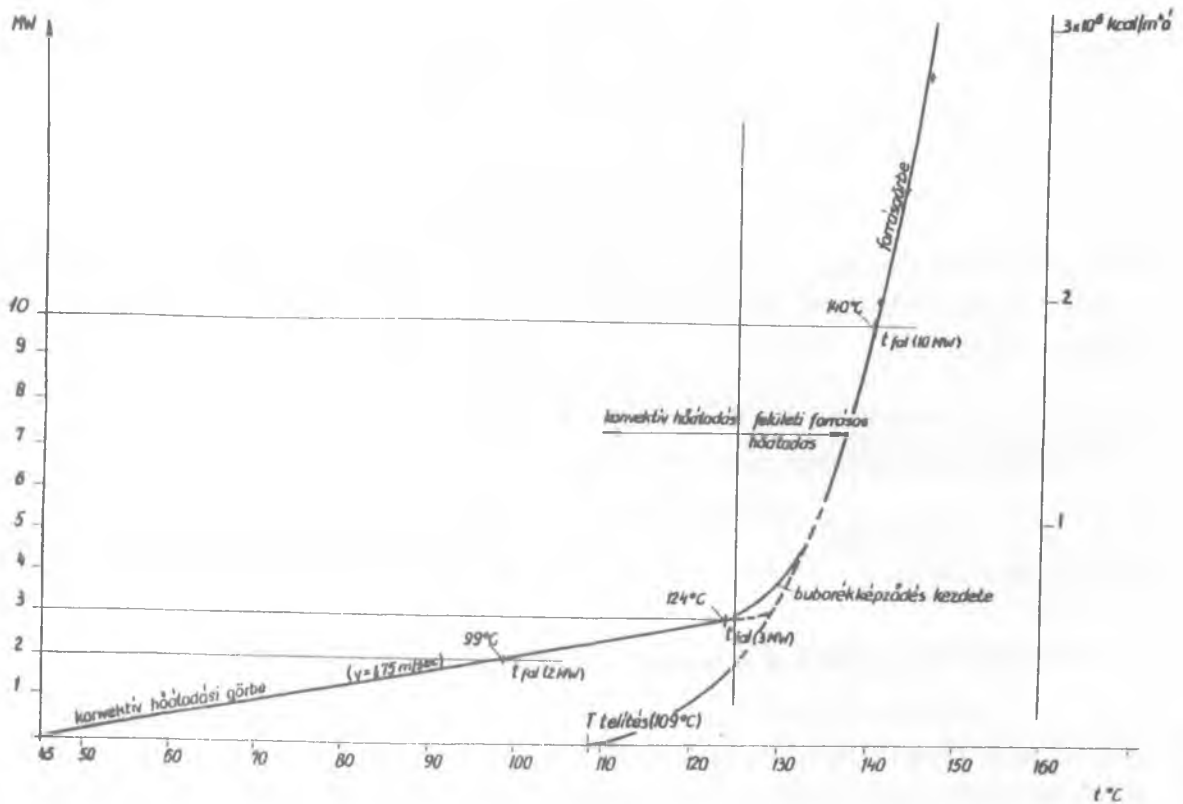
- a/ 2MW hőteljesítmény, konvektív hűtés
- b/ 10MW hőteljesítmény felületi forrásos hűtés

a kis hőterhelés miatt nem jelent a buborék jelenléte semmi veszélyt.

A VVRSz reaktor maximálisan terhelt fűtőelemeinek felületi hőfoka tehát 92° . Ez a hőmérséklet a hűtővíz telítési hőmérséklete alatt van, ezért kizárt annak a lehetősége, hogy a fűtőelemfelület valamely pontján gőzképződés induljon meg. Általánosan elterjedt az a tévhit, hogy a fűtőelemfelület maximális hőmérsékletének azért kell legalább 8° -kal a hűtővíz forráspontja alatt lenni, hogy a fűtőelemfelületen véletlenül se képződhessen gőz, mert a keletkezett gőz - a gőz rossz hővezető - lerontja a hőátadást, a fal tulhevül, sőt meg is olvadhat. Ez a szemlélet teljesen helytelen, mert bár a felületen keletkező gőzbuborék, ha az a felületen stagnálna, valóban lerontaná a hőátadást, de a valóságban a buborék igen röviddel a keletkezése után leválik a felületről, mozgásba hozza a határréteget és a hőátadást nagymértékben megjavítja [1].

A felületen keletkezett gőzbuborék csak akkor nem válik le a felületről, ha a felület hőterhelése igen kicsi és a folyadék nem áramlik, ez esetben viszont

A VVR Sz reaktor legnagyobb hőterhelésű fűtőelemének a hőátadási görbéjéből, valamint az ahhoz csatlakozó forrásgörbéből /2. ábra/ látható, hogy



2. ábra

Fűtőelem hőmérsékletének változása a felületi hőfluxus (hőterhelés) függvényében.

a fűtőelem felületén az első gőzbuborékok képződése 125–130 °C felületi hőmérsékleten kezdődik. Ez azt jelenti, hogy a teljesítményt a másfélszeresére /3 MW/ lehetne növelni anélkül, hogy a fűtőelem felületén buborékképződés indulna meg. Másfélszeres teljesítmény esetén a fűtőelem burkolatának hőmérséklete

$$t_{w(3MW)} = t_{w(2MW)} + 1/2 \Delta t = 124 \text{ °C}$$

A 2. ábrából látható, hogy a konvektív hőátadással szemben a felületi forrásos hőcsere esetén igen nagy mértékben megjavulnak a hőátadási viszonyok. Amíg pl. az 1,75 m/mp sebességgel áramló hűtőviz 0,5·10⁶ Kcal/m² felületi hőfluxust 70 °C hőmérsékletkülönbséggel tudja a felületről elszállítani, felületi forrásos hőcsere esetén 0,5·10⁶ Kcal/m² hőfluxusnövelés a felület hőfokát mindössze 3 °C-kal növeli meg.

Felületi forrásos hőcserénél a hőátadás nagymértékű minőségi javu-

lása azt eredményezi, hogy a VVRSz reaktorban a hőteljesítmény 10 MW-ra növelésekor a fűtőelem felületi hőterhelése

$$q_{(10MW)} = 5q_{(2MW)} = 1,89 \cdot 10^6 \text{ Kcal/m}^2\text{o}$$

a fűtőelem maximális hőmérséklete pedig mindössze 140-142 C° lenne /2.ábra/

A forrásgörbe adatait [2] szerint vettük fel, de meg kívánjuk jegegyezni, hogy ezzel saját méréseink is megegyeznek.

Ötszörös teljesítménynövelés esetén a fűtőelem burkolatában és az uránium töltetben a hőfokesés

$$5(\Delta t_b + \Delta t_f) = 217 \text{ C}^\circ .$$

Mivel a fűtőelemben a hasadóanyag átmérője a dokumentációval ellentétben 7 mm, a hasadóanyagban a hőfokesés nagyobb, az alumínium burkolatban kisebb lesz. ($\Delta t'_b$ ill. $\Delta t'_f$)

$$5(\Delta t'_b + \Delta t'_f) = 275 \text{ C}^\circ$$

a fűtőelem tengelyének a hőfoka tehát

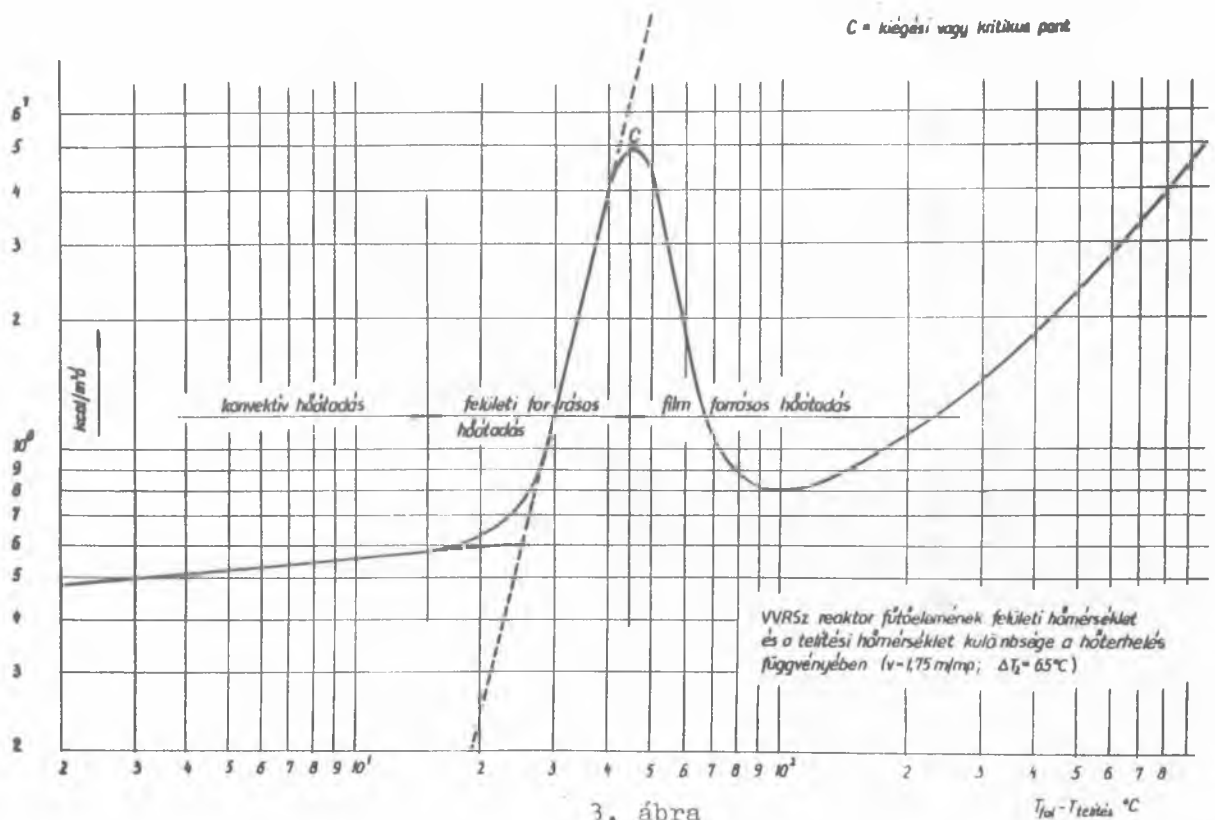
$$t_{w(10MW)} + 5(\Delta t'_b + \Delta t'_f) = 415 \text{ C}^\circ$$

lesz. /1b. ábra/

b/ A fűtőelemek kiégés elleni biztonsága

Felületi forrásos hőátadás esetén a hőfluxus növelése során elérkezünk egy olyan értékhez /3. ábra C pont/, amikor a fűtőelem felületén a gőzbuborékok olyan sűrűn és szaporán képződnek egymás mellett, hogy összeolvadnak, s a felületet ellepő gőzfilm rossz hőátadási tényezője miatt a fűtőelem felületének hőfoka ugrásszerűen igen nagymértékben megemelkedik. A hőfokugrás nagysága több száz, sőt több ezer C° nagyságú is lehet, s ilyen esetben a fűtőelem burkolata, sőt maga a fűtőelem is megolvadhat. A reaktor üzeme során a kritikus hőfluxust megfelelő biztonsággal el kell kerülni. A biztonság nagysága természetesen függ a reaktor konstrukciójától, a védelmi berendezések időállandójától stb. W.R.Martini szerint [3] a kritikus hőfluxusnak legalább kétszer olyan nagynak kell lennie, mint amilyen az üzemi hőfluxus.

A kiégési hőfluxus nagysága elsősorban a hűtőközeg sebességétől és az aláhűtés mértékétől függ. /A csatornamérettől, a felület minőségétől, stb. való függés nem nagy, ezért attól eltekintünk./



3. ábra

Hőátadási görbe desztillált vízre.

A kritikus hőfluxus számítására a legalkalmasabb, kísérletekkel is alátámasztott összefüggések a következők:

$$1. \quad q_b = (400000 + 4800 T_2) \sqrt[3]{\quad} \quad [4]$$

$$2. \quad Y = 0,0135 X \quad /4. \text{ ábra} / \quad [5]$$

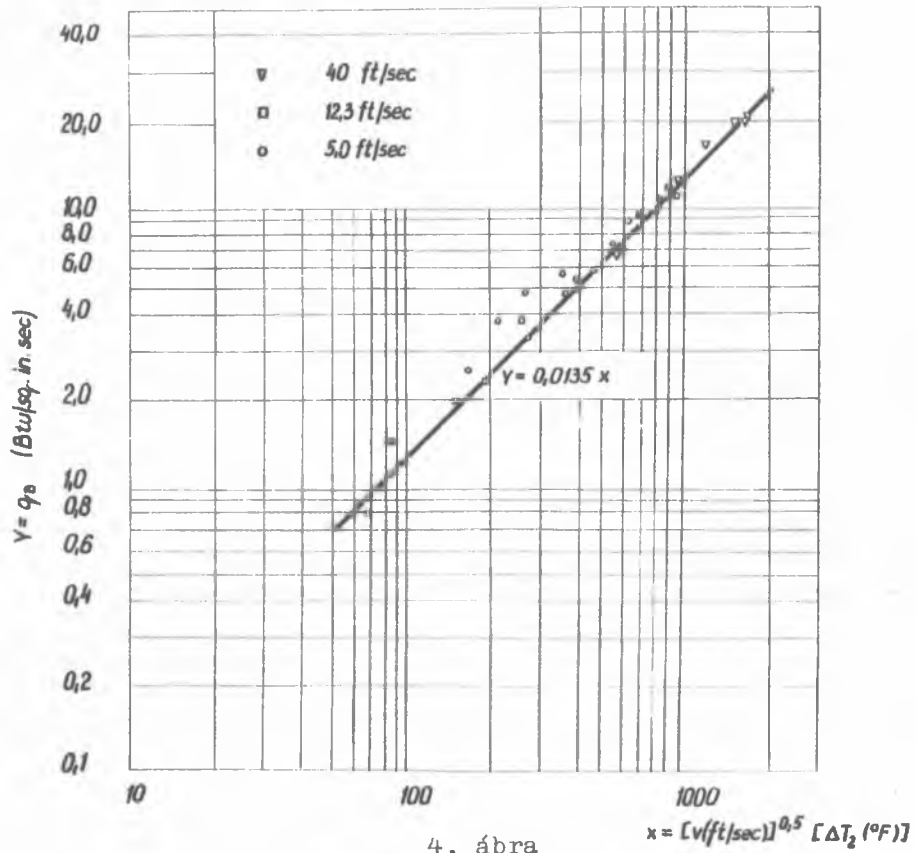
A két összefüggésbe 1,75 m/mp folyadéksebességet és $\Delta T_2 = 65^\circ\text{C}$ aláhűtést helyettesítve /a hűtőközeg telítési hőfoka 109°C , a hűtővíz általunk előírt középhőmérséklete 44°C / a következő értékeket kapjuk /angol mértékegységekről metrikus egységekre átszámítva/.

$$q_{b(1)} = 4,62 \cdot 10^6 \text{ Kcal/m}^2\text{°C}$$

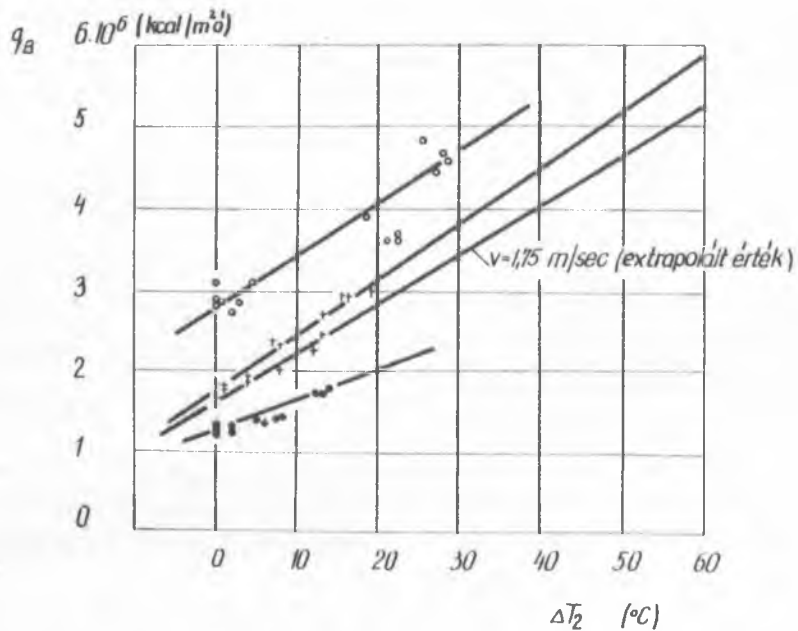
$$q_{b(2)} = 5,25 \cdot 10^6 \text{ Kcal/m}^2\text{°C}$$

Közel hasonló értéket kapunk az 5. diagrammból is 1,75 m/mp folyadéksebesség és $\Delta T_2 = 65^\circ\text{C}$ aláhűtés esetén

$$q_{b(3)} = 5,60 \cdot 10^6 \text{ Kcal/m}^2\text{°C}$$



Kiegészi hőfluxus az aláhűtés és a sebesség függvényében



- $U = 1 \text{ (m/sec)}$
- + $U = 4 \text{ (m/sec)}$
- $U = 2 \text{ (m/sec)}$

5. ábra

Kiegészi hőfluxus a sebesség és aláhűtés függvényében

A három kiégési hőfluxus érték közül ha a legkisebbet is vesszük, a kiégéssel szembeni biztonság

$$j_b = \frac{q_{b(1)}}{q_{(10MW)}} = \frac{4,62 \cdot 10^6}{1,89 \cdot 10^6} = 2,44$$

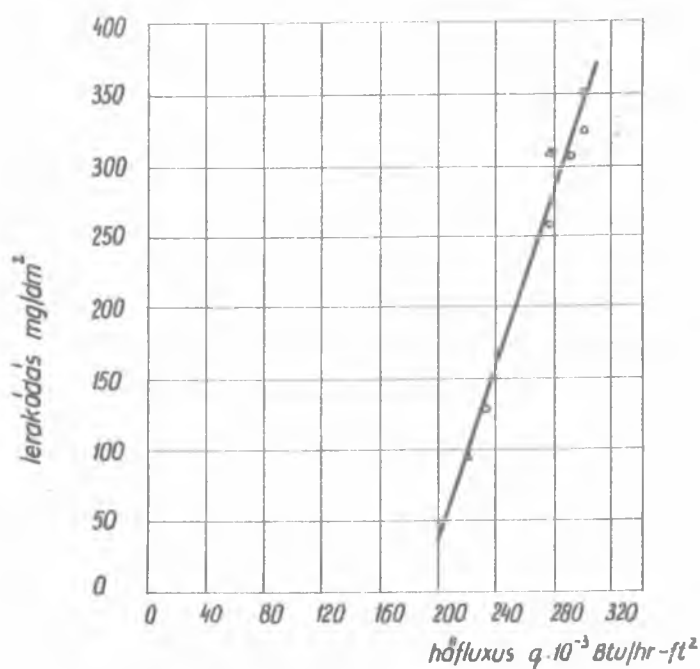
A biztonság több mint kétszeres, tehát kielégítő. Természetesen ha a teljesítménynövelést a felületi forrásos hőcsere alkalmazásával kívánjuk megvalósítani, fenti adatokat megfelelő modellkísérletekkel ellenőrizni kell.

c/ Gőzbuborékoknak a reaktivitásra gyakorolt hatása

A felületi forrásos hőcserével foglalkozó irodalom általában nem tárgyalja a buborékképződésnek a reaktivitásra gyakorolt hatását. Ennek oka az, hogy a felületen keletkező buborékok százalékos mennyisége a moderátor térfogatához képest elenyésző, legfeljebb 1-2 ezrelék. A buborékképződés időbeli átlaga igen stabil, így nem okoz a reaktivitásban fluktuációt. Kísérleteink során vizuálisan megfigyeltük, hogy a felületről leváló és kondenzálódó buborékok mérete igen nagy mértékben függ az aláhűtés mérvétől és a sebesség nagyságától. A VVR Sz reaktorban az aláhűtés aránylag nagy, / $60 \sim 65 \text{ } ^\circ\text{C}$ / és a sebesség is elég nagy ahhoz, hogy a felületen keletkező gőzbuborékok méretei, s ezzel az egész moderátor térfogatához viszonyított százalékos aránya igen kicsi legyen.

d/ A felület elszennyeződése

A hűtőfolyadékban levő szennyeződések /sók, fémoxid részecskék/ a fűtőelem felületére rárakódnak. Az elszennyeződés annál nagyobb, minél nagyobb a fűtőelemfelület hőterhelése. K.Katz és W.E.Hopkins szerint [7] $0,5 \cdot 10^6 \text{ Kcal/m}^2\text{ó}$ -nál kisebb felületi hőterhelés esetén a felületre nem rakódik le szennyeződés, azon felül a hőterhelés növekedésével arányosan nő. /6. ábra/ A felület elszennyeződésének értéke független a hőátadás módjától, konvektív és felületi forrásos hőcserénél teljesen egyforma. A szennyeződés valószínűleg a neutronfluxus vagy valami más besugárzási tényező hatására jön létre. Igen figyelemreméltó, hogy a felületre lerakódó szennyeződés a hőteljesítménytől függő dinamikus egyensúlyban van, s az egyensúlyi érték az idővel nem változik. Állandósult állapot esetén a lerakódás sebessége egyenlő a szennyeződés oldódásával, ill. a mechanikus eltávolítás sebességével. Az egyensúlyi állapotban a szennyeződés nagysága nyilvánvalóan függ a folyadék és a fűtőelemburkolat anyagától is. A szennyeződés hőtechnikai hatása az, hogy a fűtőelem falára rárakódott anyag a burkolat vastagságát egy rossz hővezetési tényezőjű anyaggal megnöveli, a fal hőellenállása megnő, s ezzel a fűtőelem falának a hőmérséklete megemelkedik.



6. ábra

Szennyeződés lerakódása a felületre a hőfluxus függvényében

e/ A fűtőelem vibrációja

A fűtőelemen keletkező buborékok hatására a fűtőelem rezgésbe jön. A fűtőelem vibrációja a buborékok kondenzációjának hatására gerjesztődik. A vibráció a kiégési hőfluxus közelében igen nagymértékű, attól távol azonban csak elenyésző mértékű. A vibráció hangjelenséggel együtt keletkezik. A VVRSz reaktorban 10 MW hőteljesítmény esetén a felületi hőfluxus még igen távol van a kritikus hőfluxustól, ezért feltehetően a vibráció is igen kismértékű lenne.

f/ Biztonsági védelem

Mint már láttuk, normális üzemállapot esetén a fűtőelemeknek a kiégéssel szembeni biztonsága legalább $j = 2$ -nek kell lenni. A hűtőkör meghibásodása, pl. a keringető szivattyúk áramkimaradása gyökeresen megváltoztatja a biztonság értékét. A szivattyúk leállásakor gyorsan csökken az áramlás sebessége, s ennek következtében a folyadék felmelegszik. A sebesség és az aláhűtés csökkenése a kiégési hőfluxus értékét is csökkenti, a biztonság tehát kisebb lesz. Bár arra nincsenek adataink, hogy áramkimaradás esetén milyen gyors az áramlás sebességének csökkenése, /csupán egy szivattyú leállítására vannak adataink/ feltehetően 2-3 nap szükséges az áramlás teljes leállításához. Ezen túlmenően kb. 0,5 mp szükséges a teljesen leállt folyadék telítési hőmérsékletre melegedéshez /10 MW-nál/. Mindezeket össze-

vetve a reaktor teljesítményének növelése esetén a biztonsági védelemtől meg kell követelni, hogy a vészjel beérkezésétől számítva igen gyorsan, legalább 0,5 mp alatt működésbe lépjen. Meg kívánjuk jegyezni, hogy a biztonsági védelemmel szemben e szigorú követelmények nem a felületi forrásos hőcserével, hanem a nagy hőteljesítménnyel vannak kapcsolatban, ezért a kérdést mindenmű teljesítménynövelés esetén meg kell vizsgálni.

E rövid vizsgálat keretében bemutattuk, hogy a VVRSz reaktor teljesítményét a sebesség és a fűtőelem hőfokának növelésével csak kismértékben lehet növelni / 1. és 3. pontok /. A fűtőelemek felületének növelése / 3.pont/ igen hatásos módszer a teljesítmény növelésére, ez azonban nemcsak a fűtőelemek, hanem a teljes aktiv zóna kicserélését követeli meg. Mivel a megkívánt teljesítmény /10 MW/ igen nagy, fennáll a lehetőség, hogy azt a felületek megnövelésével sem lehet elérni, ha a hőelvonás konvekcióval történik.

Kimutattuk, hogy felületi forrásos hőcsere alkalmazásával minden átalakítás nélkül elérhető a kívánt teljesítménynövelés. A felületi forrás vizsgálata folyamán tárgyalt a, b és c pontok alapján a teljesítménynövelés lehetséges, a d és az e pontokban tárgyaltakat modellkísérletekkel még alaposabban meg kell vizsgálni. Meg kell ezenkívül még vizsgálni az összefoglalóban jelzett egyéb, nem hőtechnikai jellegű, de a teljesítmény növelés szempontjából rendkívül fontos technológiai és egyéb problémákat is.

Jelölések.

a	hőmérési-vezetési tényező m^2/\acute{o}
A	felület m^2
d _e	egyenértékű átmérő m
F	felület m^2
j _b	kiegészéssel szembeni biztonság tényezője
k	hővezetési tényező Kcal/m ^o C
h	hőátadási tényező Kcal/m ² oC
Q	hőteljesítmény Kcal/ó
q	felületi hőterhelés Kcal/m ² ó
N	teljesítmény KW
q _b	kiegészési hőfluxus Kcal/m ² ó
t _k	közepes folyadék hőmérséklet C ^o
t _l	folyadék hőmérséklet C ^o
t _w	fal hőmérséklet C ^o
t _f	hőmérséklet a fűtőelem belsejében C ^o
Δt	hőmérsékletkülönbség a fűtőelem fala és a folyadék között / t _w - t _l / C ^o
Δt _b	hőmérsékletesés a fűtőelem falán keresztül C ^o
Δt _f	hőfokosítás a fűtőanyagban C ^o

T_s	telítési hőmérséklet	$^{\circ}\text{C}$
ΔT_2	aláhűtés / $T_s - t_1$ /	$^{\circ}\text{C}$
v	sebesség	m/mp
$X =$	/ v ft/sec / 0,5 / T_2	$^{\circ}\text{F}$ /
$Y =$	q/A	Btu/sq in sec
ν	kinematikus viszkozitás	m^2/mp
η_r	radiális egyenetlenségi tényező	
η_z	hosszirányu egyenetlenségi tényező	

I r o d a l o m

- [1] Szentgyörgyi I.: KFKI Közl. 11, 21 /1963/
- [2] Forster, K.E., Greif, R.: Journal of Heat Transfer, 1959 febr. 42.o.
- [3] Martini, W.R.: NAA-SR-5688
- [4] Emmerson, G.S.: Nuclear Eng. 1960 nov.
- [5] Gunther, F.C.: Trans ASME, 1951 febr.
- [6] Torikai, Kinic.: Jaeri 1017, No.17.

Érkezett 1963 febr. 28.

KFKI Közl. 11. évf. 2. sz.

SZAKASZOS ÜZEMŰ BESUGÁRZÁS ALATT KÉPZŐDŐ RADIOIZOTÓPOK AKTIVITÁSÁNAK SZÁMITÁSÁRÓL

Irta: Molnár Ferenc

Összefoglalás

A mesterséges radioaktív izotópok előállításával foglalkozó magkémikus gyakran találja magát szembe az aktivitás számításának nehézségeivel, amikor a célanyagok aktiválását változó fluxusban végzi. Jelen munkában olyan sémát kívánunk közölni, mely - az aktiválás körülményeire vonatkozó bizonyos feltételek teljesülése esetén - megkönnyíti a magkémikus számára az aktivitás várható értékének kiszámítását.

Bevezetés

A mesterséges radioaktív izotópok előállítása gyakran olyan fluxusban történik, amely időszerinti változásokat mutat. A fluxus időbeni változásának két oka lehet:

- 1/ az aktiv zóna összetételének változása
- 2/ a teljesítményszint változása /leállítás, újra indulás, alacsonyabb teljesítményszinten történő üzemeltetés/

A besugárzás alatt képződő radioaktív anyagok aktivitásának számításánál az első tényezőt általában elhanyagoljuk. Azonban a teljesítményszint változása az esetek tulnyomó többségében olyan nagy, hogy ennek hatása már semmiképpen sem hagyható figyelmen kívül.

A teljesítményszint változása /a mindenkorli üzemmenetnek megfelelően/ egyszer teljesen szabálytalan, máskor pedig könnyen kezelhető szabályszerűségeket mutat. Ilyen könnyen kezelhető és gyakorlati szempontból is fontos az az eset, amikor a célanyag aktiválása pl. naponként, a napnak mindig ugyanazon időintervallumában és azonos fluxusban történik /azaz, amikor szabályosan ismétlődő periodusu besugárzásról van szó/.

Szabálytalanul ismétlődő periodusu besugárzás esetén az aktiv izotóp mennyiségét - amennyiben a pontos, de több lépésből álló és hosszadalmas számolást el akarjuk kerülni - Flegenheimer és Marcus [1] grafikus módszerével esetleg a fluxus időátlagának felhasználásával számítjuk. Kowalew [2] a szabályosan ismétlődő periodusu besugárzások esetére dolgozott ki egyszerű eljárást. Azonban ezek a módszerek általában csak a bomlási sor első tagjára

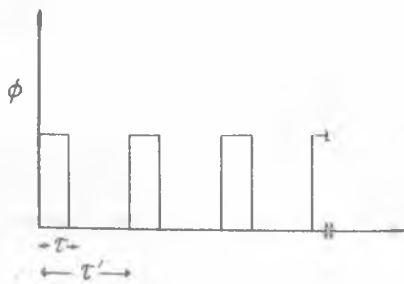
alkalmazhatók. Szabályosan ismétlődő periodusu besugárzásoknál - függetlenül attól, hogy a bomlási sor melyik tagjáról van szó - lehetőség nyílik a "gyors" exakt számításra is. Az alábbiakban erre a lehetőségre hívjuk fel a figyelmet, majd röviden kitérünk a fluxus időátlagával történő közelítő számítás mind szabályosan, mind pedig szabálytalanul ismétlődő periodusu besugárzások esetén való alkalmazhatóságának kérdésére.

Az aktivitás pontos számítása szabályosan ismétlődő periodusu besugárzás esetén.

Tételezzük fel, hogy - a teljesítményszint változásának megfelelően - a fluxus változását a

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \text{konst.} , \text{ ha} & n\tau' < t \leq n\tau' + \tau & n = 0, 1, 2, \dots \\ \phi &= 0 , \text{ ha} & (n-1)\tau' + \tau < t \leq n\tau' & n = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \right\} \quad /1/$$

feltételekkel írhatjuk le, vagyis ez a változás olyan, hogy az egymást váltakozva követő τ és $\tau' - \tau$ időtartamok közül a τ időtartamok alatt a fluxus állandó és azonos érték, a $\tau' - \tau$ időtartamok alatt pedig zérus /l. l. ábra/. Az /1/ alatti feltételek természetesen csak akkor reálisak, ha a $t=0$ időpont,



1. ábra

aktivitása a p -ik aktiválási $/\tau/$ t bomlási idő múlva:

valamint a τ és $\tau' - \tau$ időtartamok végének környezetében a fluxusváltozás olyan nagy sebességű, hogy a változás időtartama alatt az aktiv magok számában bekövetkező növekedés elhanyagolható. Tegyük fel továbbá, hogy besugárzás alatt a target-izotóp mennyisége állandó marad $/N = \text{Konst.}/$. Könnyen kimutatható, hogy a fentebbi feltételek mellett a bomlási sor n -ik tagjának n -periodus befejezésének időpontjától számított t

$$a_n^{(p)}(t) = \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_n N \delta \phi \sum_{i=1}^n \frac{(1 - e^{-\lambda_i \tau}) \sum_i^{(p)}}{\lambda_i \prod_{i \neq k} (\lambda_k - \lambda_i)} \quad /2/$$

ahol δ a magreakció hatáskeresztmetszete, λ_i az i -ik tag bomlási állandója és

$$\sum_i^{(p)} = \sum_{j=1}^p e^{-(j-1)\lambda_i \tau'} \quad /3/$$

A $\sum^{(p)}$ mennyiség fizikai jelentését az alábbiak szerint érthet-

jük meg. A /2/ egyenletet a bomlási sor első tagjára alkalmazzuk:

$$\alpha_1^{(p)}(t) = N \delta \phi (1 - e^{-\lambda_1 \tau}) \sum_1^{(p)} e^{-\lambda_1 t} \quad /4/$$

A /4/ egyenletben szereplő $(1 - e^{-\lambda_1 \tau})$ felhalmozódási tényező csupán egyetlen egy τ aktiválási periodusban bekövetkező felhalmozódást fejez ki. Az egy τ aktiválási periodus alatt képződő radioaktivitást az $1 + e^{-\lambda_1 \tau} + e^{-2\lambda_1 \tau} + \dots + e^{-(p-1)\lambda_1 \tau} = \sum_1^{(p)}$ bomlási tényező - összeggel szorozva, az egyes aktiválási periodusok alatt képződő radioaktivitásoknak az utolsó /p-ik/ aktiválási periodus végén még meglévő/ el nem bomlott/ maradékai összegét /vagyis az utolsó aktiválási periodus végéig nyert összaktivitást/ kapjuk. De hasonló funkciót tölt be a $\sum^{(p)}$ bomlási tényező-összeg a bomlási sor magasabb sorszámú tagjainál is. Csakhogy ez a szerep a magasabb sorszámú tagoknál már kevésbé világos, mivel ezek képződése nem korlátozódik pusztán az aktiválási periodusokra, hanem anyaelemeikből állandó képződésben vannak. A $\sum^{(p)}$ számértékeit $\lambda \tau' = 0,01 - 5,0$ és $p = 1,2, \dots, 10$ értékeinél táblázatban foglaltuk össze.

A táblázat alkalmazásának bemutatására az alábbi példákat közöljük:

1/ 1 g fém aranyat öt napon keresztül aktiválunk, naponta 09.00 órától 15.00 óráig, 10^{13} neutron/cm² sec fluxusban. Mekkora lesz az $\text{Au}^{197}(n, \gamma) \text{Au}^{198}$ folyamatban képződő Au^{198} aktivitása az ötödik aktiválási periodus végén?

Az Au^{198} aktivitása a besugárzás teljes befejezésének időpontjában /t=0/ a /2/ egyenlet szerint:

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{Au}}^{(5)}(0) &= N_{\text{Au}-197} \delta \phi (1 - e^{-\lambda_{\text{Au}} \tau}) \sum_{\text{Au}}^{(5)} \\ \lambda_{\text{Au}} &= 0,257 \text{ nap}^{-1} \\ N_{\text{Au}-197} &= 3,05 \cdot 10^{21} \text{ atom Au}^{197} / \text{g arany} \\ \delta &= 96 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \\ \tau &= 0,25 \text{ nap} \\ \tau' &= 1 \text{ nap} \\ \sum_{\text{Au}}^{(5)} &= 3,22 \text{ /a mellékelt táblázatból vett adat/} \end{aligned}$$

Fentebbi számértékeket az /5/ egyenletbe behelyettesítve:

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{Au}}^{(5)} &= 3,05 \cdot 10^{21} \cdot 96 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{13} (1 - e^{-0,257 \cdot 0,25}) 3,22 \\ &= 5,86 \cdot 10^{11} \text{ bomlás/sec} \end{aligned}$$

2/ 1 g ZrO_2 -ot három héten keresztül sugárzunk be, hetente hétfőn 09,00 órától pénteken 15.00 óráig, 10^{13} neutron/cm² sec fluxusban.

a/ A $Zr^{94} (n, \gamma) Zr^{95} \xrightarrow{\beta} Nb^{95}$ folyamatban mennyi Nb^{95} képződik a besugárzás teljes befejezésének időpontjáig /a harmadik aktiválási periódus végéig/?

b/ A besugárzás teljes befejezésének időpontjától számítva mennyi idő múlva éri el a Nb^{95} aktivitása maximális értékét és mekkora ez a maximális érték?

a/ A Nb^{95} aktivitását - a /2/ egyenletet alkalmazva - az

$$a_{Nb}^{(3)}(0) = \lambda_{Zr} \cdot \lambda_{Nb} \cdot N_{Zr-94} \cdot \phi \left[\frac{(1-e^{-\lambda_{Zr}\tau}) \sum_{Zr}^{(3)}}{\lambda_{Zr}(\lambda_{Nb}-\lambda_{Zr})} + \frac{(1-e^{-\lambda_{Nb}\tau}) \sum_{Nb}^{(3)}}{\lambda_{Nb}(\lambda_{Zr}-\lambda_{Nb})} \right] \quad /6/$$

egyenlettel számítjuk, ahol

$$\begin{aligned} \lambda_{Zr} &= 0,0107 \text{ nap}^{-1} \\ \lambda_{Nb} &= 0,02 \text{ nap}^{-1} \\ N_{Zr-94} &= 0,85 \cdot 10^{21} \text{ atom } Zr^{94}/g \text{ } ZrO_2 \\ \phi &= 0,1 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \\ \tau &= 4,25 \text{ nap} \\ \tau' &= 7 \text{ nap} \\ \sum_{Zr}^{(3)} &= 2,78 \text{ /a mellékelt táblázatból vett adat/} \\ \sum_{Nb}^{(3)} &= 2,63 \text{ /a mellékelt táblázatból vett adat/} \end{aligned}$$

Behelyettesítés után:

$$a_{Nb}^{(3)}(0) = 0,0107 \cdot 0,02 \cdot 0,85 \cdot 10^{21} \cdot 0,1 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{13} \cdot$$

$$\left[\frac{(1-e^{-0,0107 \cdot 4,25}) 2,78}{0,0107(0,02-0,0107)} + \frac{(1-e^{-0,02 \cdot 4,25}) 2,63}{0,02(0,0107-0,02)} \right] = 1,63 \cdot 10^7 \text{ bomlás/sec}$$

b/ A Nb^{95} aktivitása a besugárzás teljes befejezésének időpontjától számított olyan t idő múlva éri el maximális értékét, amikor

$$\frac{\partial a_{Nb}^{(3)}(t)}{\partial t} = 0$$

Ezért a /2/ egyenletet a Nb^{95} -re alkalmazva differenciáljuk és zérussal tesszük egyenlővé:

$$-(1-e^{-\lambda_{Zr}\tau}) \sum_{Zr}^{(3)} e^{-\lambda_{Zr}t^m} + (1-e^{-\lambda_{Nb}\tau}) \sum_{Nb}^{(3)} e^{-\lambda_{Nb}t^m} = 0$$

Innen

$$t^m = \frac{\ln \frac{(1-e^{-\lambda_{Nb}\tau}) \sum_{Nb}^{(3)}}{(1-e^{-\lambda_{Zr}\tau}) \sum_{Zr}^{(3)}}}{\lambda_{Nb} - \lambda_{Zr}} = \frac{\ln \frac{(1-e^{-0,02 \cdot 4,25}) 2,63}{(1-e^{-0,0107 \cdot 4,25}) 2,78}}{0,02 - 0,0107} = 59 \text{ nap}$$

A besugárzás teljes befejezésének időpontjától számított 59 nap múlva a Nb^{95} aktivitása pedig:

$$\alpha_{\text{Nb}}^{(3)}(59 \text{ nap}) = 0,0107 \cdot 0,02 \cdot 0,85 \cdot 10^{21} \cdot 0,1 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{13} \cdot \left[\frac{(1 - e^{-0,0107 \cdot 4,25}) \cdot 2,78}{0,0107(0,02 - 0,0107)} e^{-0,0107 \cdot 59} + \frac{(1 - e^{-0,02 \cdot 4,25}) \cdot 2,63}{0,02(0,0107 - 0,02)} e^{-0,02 \cdot 59} \right] = 5,58 \cdot 10^7 \text{ bomlás/sec}$$

Az aktivitás közelítő számítása a fluxus időátlagának segítségével, szabályosan ismétlődő periodusu besugárzás esetén.

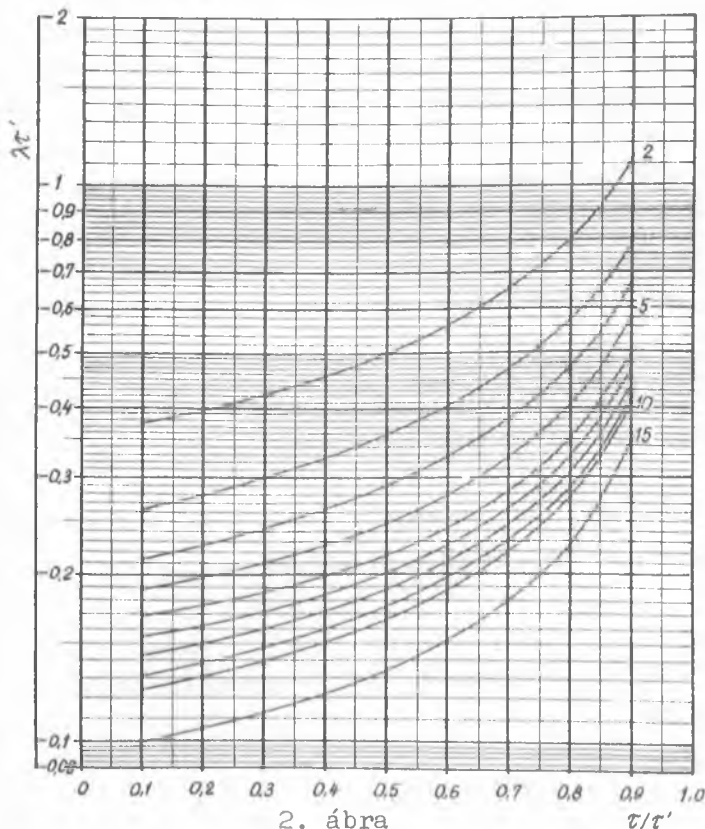
A radioizotóp aktivitását esetenként a fluxus időátlagának segítségével is számíthatjuk. A bomlási sor első tagjának aktivitása:

$$\bar{\alpha} = \frac{p\tau}{(p-1)\tau' + \tau} N\phi \left\{ 1 - e^{-\lambda[(p-1)\tau' + \tau]} \right\} \quad /7/$$

Ez a közelítés annál jobb, mennél kisebb p és $\lambda\tau'$, és mennél nagyobb τ/τ' értéke. Könnyen belátható, hogy $\bar{\alpha} \leq \alpha_i^{(p)}$, és p , valamint $\lambda\tau'$ értékétől függetlenül

$$\frac{\bar{\alpha}}{\alpha_i^{(p)}} \rightarrow 1$$

ha $\tau/\tau' \rightarrow 1$.



2. ábra

Gyakorlati szempontból az érdekel bennünket, hogy p , $\lambda\tau'$ és τ/τ' mely értékeinél jár a fenti közelítés meghatározott, pl. 1 %-osnál kisebb hibával. A 2. ábra görbéin azon pontok fekszenek rajta, melyekre $\bar{\alpha}/\alpha_i^{(p)} = 0,99$. Így a megfelelő görbe alatti terület bármely pontjához olyan $(\lambda\tau'; \tau/\tau')$ értékpár tartozik, amelyre nézve $\bar{\alpha}/\alpha_i^{(p)} > 0,99$, vagyis a közelítés hibája kisebb mint 1 %.

Há pl. itterbium-oxidot öt napon keresztül,

naponta 09.00 órától 17.00 óráig sugárzunk be ^{175}Yb előállítására céljából/, akkor $p = 5$, $\lambda\tau' = 0,165$ és $\tau/\tau' = 1/3$. Mivel a ($\lambda\tau' = 0,165$; $\tau/\tau' = 1/3$) értékpárhoz tartozó pont a $p = 5$ -nek megfelelő görbe alatt fekszik, az ^{175}Yb aktivitását a /7/ képlettel számítva, az elkövetett hiba 1 %-nál kisebb. Valóban,

$$\alpha_1^{(5)}(0) = N\beta\phi(1 - e^{-0,0068765 \cdot 8}) \cdot 3,693 = 0,1976 N\beta\phi$$

$$\begin{aligned} \bar{\alpha} &= \frac{5 \cdot 8}{4 \cdot 24 + 8} N\beta\phi [1 - e^{-0,0068765(4 \cdot 24 + 8)}] = \\ &= 0,1965 N\beta\phi \end{aligned}$$

és

$$\frac{\bar{\alpha}}{\alpha_1^{(5)}} = 0,9945$$

/Megjegyezzük, hogy a közelítés hibája jelen esetben kisebb, mint amit a $\sum (p)$ -tag számértékének meghatározásánál az interpoláció során esetenként elkövethetünk./

A közelítő számítás alkalmazása szabálytalanul ismétlődő periodusu besugárzásokra.

Mivel az /1/ feltételekkel jellemzett /szabályosan ismétlődő periodusu/ besugárzások esetén az aktivitás pontos számítása - az előzőek szerint - egyszerűen végezhető, a fluxus időátlagának alkalmazásával való közelítés inkább a szabálytalanul ismétlődő periodusu besugárzásoknál jelentős. A közelítés pontossága ez esetben - a már említett tényezőkön kívül - függ a "szabálytalanság" mértékétől és természetétől is. Bár a "szabálytalanság" a közelítés pontosságát általában csökkenti - p , $\lambda\tau'$ és τ/τ' kedvező értékei esetén /1. 2. ábrát/ - az egy-két százalékon belül van, ami a legtöbb gyakorlati célra teljesen elegendő.

Tételezzük fel, hogy ^{177}Lu -et állítunk elő lutéciumoxid neutronbesugárzásával. A besugárzás öt napig tart az alábbi séma szerint:

1.nap	2.nap	3.nap	4.nap	5.nap
09.00 - 21.00	09.00 - 19.00	09.00 - 17.00	09.00 - 17.00	09.00 - 21.00

Mivel $p = 5$, $\lambda\tau' = 0,1$ és $\tau/\tau' = 1/2$; $1/2,4$; $1,3$; , még τ/τ' legkedvezőtlenebb értéke esetén is várható, hogy a közelítő számítás megfelelő pontosságú eredményt ad.

$$\bar{\alpha} = \frac{50}{108} N\beta\phi(1 - e^{-0,00416 \cdot 108}) = 0,16755 N\beta\phi$$

A pontos számítás eredménye:

$$\alpha_e = N\phi [(1 - e^{-0,00416 \cdot 12})(1 + e^{-0,00416 \cdot 96}) + (1 - e^{-0,00416 \cdot 10}) \cdot e^{-0,00416 \cdot 74} + (1 - e^{-0,00416 \cdot 8})(e^{-0,00416 \cdot 52} + e^{-0,00416 \cdot 28})] = 0,16679 N\phi$$

Igy

$$\frac{\bar{\alpha}}{\alpha_e} = 1,00455$$

I r o d a l o m

- [1] Flegenhimer, J. és Marcus, Y.: Nucleonics, 20, 75 /1962/
- [2] Kowalew, A.: Nukleonika, S/11. 755 /1960/

Érkezett 1963 febr. 18.

KFKI Közl. 11. évf. 2. szám, 1963.

A

P	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0,0010	1,00000	1,99900	2,99700	3,99401	4,99002	5,98503	6,97905	7,97207	8,96410	9,95514
0,0020	1,00000	1,99800	2,99401	3,98803	4,98006	5,97011	6,95818	7,94428	8,92841	9,91057
0,0030	1,00000	1,99700	2,99101	3,98205	4,97112	5,95623	6,94389	7,91761	8,89390	9,86726
0,0040	1,00000	1,99600	2,98803	3,97610	4,96023	5,94043	6,91672	7,88911	8,85762	9,82226
0,0050	1,00000	1,99501	2,98506	3,97017	4,95037	5,92568	6,89613	7,86173	8,82252	9,77855
0,0060	1,00000	1,99402	2,98209	3,96425	4,94054	5,91099	6,87563	7,83450	8,78763	9,73506
0,0070	1,00000	1,99302	2,97912	3,95834	4,93073	5,89634	6,85521	7,80739	8,75293	9,69187
0,0080	1,00000	1,99203	2,97616	3,95245	4,92096	5,88175	6,83488	7,78042	8,71846	9,64899
0,0090	1,00000	1,99104	2,97320	3,94656	4,91120	5,86720	6,81464	7,75357	8,68410	9,60629
0,010	1,00000	1,99005	2,97025	3,94069	4,90148	5,85271	6,79448	7,72687	8,64999	9,56392
0,015	1,00000	1,98511	2,95556	3,91156	4,85332	5,78106	6,69499	7,59531	8,48223	9,35595
0,020	1,00000	1,98020	2,94099	3,88275	4,80587	5,71071	6,59763	7,46698	8,31913	9,15440
0,025	1,00000	1,97531	2,92654	3,85428	4,75912	5,64162	6,50233	7,34179	8,16052	8,95904
0,030	1,00000	1,97045	2,91221	3,82614	4,71306	5,57377	6,40904	7,21962	8,00625	8,76963
0,040	1,00000	1,96079	2,88391	3,77083	4,62297	5,44170	6,22833	6,98411	7,71026	8,40794
0,050	1,00000	1,95123	2,85610	3,71677	4,53551	5,31431	6,05512	6,75981	7,43013	8,06776
0,060	1,00000	1,94177	2,82869	3,66396	4,45058	5,19140	5,88908	6,54612	7,16491	7,74766
0,070	1,00000	1,93239	2,80175	3,61234	4,36812	5,07281	5,72986	6,34248	6,91369	7,44628
0,080	1,00000	1,92312	2,77526	3,56189	4,28804	4,95836	5,57714	6,14835	6,67564	7,16239
0,090	1,00000	1,91393	2,74920	3,51258	4,21026	4,84788	5,43063	5,96322	6,44998	6,89483
0,10	1,00000	1,90494	2,72357	3,46439	4,13471	4,74124	5,29005	5,78663	6,23596	6,64253
0,15	1,00000	1,86071	2,60153	3,23915	3,78797	4,26033	4,66690	5,01684	5,31804	5,57728
0,20	1,00000	1,81873	2,48905	3,03786	3,48719	3,85507	4,15627	4,40286	4,60476	4,77006
0,25	1,00000	1,77880	2,38533	2,85770	3,22558	3,51208	3,73521	3,90899	4,04432	4,14972
0,30	1,00000	1,74082	2,28963	2,69620	2,99739	3,22052	3,38582	3,50828	3,59899	3,66620
0,40	1,00000	1,67032	2,11965	2,42084	2,62274	2,75808	2,84879	2,90960	2,95037	2,97769
0,50	1,00000	1,60653	1,97441	2,19754	2,33288	2,41496	2,46475	2,49494	2,51326	2,52437
0,60	1,00000	1,54881	1,85001	2,01531	2,10602	2,15581	2,18313	2,19813	2,20636	2,21088
0,70	1,00000	1,49659	1,74318	1,86564	1,92644	1,95664	1,97163	1,97908	1,98278	1,98461
0,80	1,00000	1,44933	1,65123	1,74194	1,78271	1,80102	1,80925	1,81295	1,81461	1,81536
0,90	1,00000	1,40657	1,57187	1,63908	1,66640	1,67751	1,68203	1,68386	1,68461	1,68491
1,0	1,00000	1,36788	1,50321	1,55300	1,57132	1,57806	1,58053	1,58145	1,58178	1,58190
1,5	1,00000	1,22313	1,27292	1,28403	1,28650	1,28706	1,28718	1,28721	1,28721	1,28722
2,0	1,00000	1,13534	1,15365	1,15613	1,15647	1,15651	1,15652	1,15652	1,15652	1,15652
2,5	1,00000	1,08209	1,08882	1,08938	1,08942	1,08942	1,08942	1,08942	1,08942	1,08942
3,0	1,00000	1,04979	1,05226	1,05239	1,05239	1,05239	1,05239	1,05239	1,05239	1,05239
4,0	1,00000	1,01832	1,01865	1,01866	1,01866	1,01866	1,01866	1,01866	1,01866	1,01866
5,0	1,00000	1,00674	1,00678	1,00678	1,00678	1,00678	1,00678	1,00678	1,00678	1,00678

DINAMIKAKOMPRESSZOR PROPORCIONÁLIS SZÁMLÁLÓKHOZ

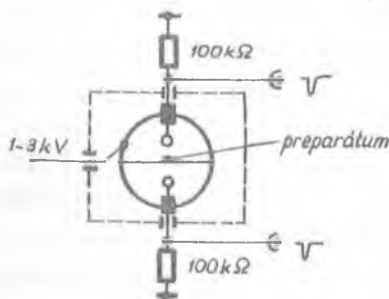
Írta: Soós János

Összefoglalás

Az α - β sugárzók méréséhez használt 4π térszögű proporcionális számláló kimenetén néhány tized mV-tól 10 V-ig terjedő amplitudójú jelsorozatok jeleinek meg. Ezek lehetőleg veszteség mentes erősítésére és a nagy amplitúdódinamika lecsökkentéséhez dinamikakompresszort terveztünk. Cikkünkben a felmerült problémák vizsgálatával, a kompresszor áramkörök tervezésének szempontjaival és módszereivel foglalkozunk, valamint ismertetjük a megtervezett berendezés felépítését és műszaki adatait.

α - β sugárzók abszolút aktivitásméréséhez megfelelően felépített proporcionális számlálót használhatunk detektorként, ennél a mérésnél a számláló munkaellenállásán keletkező feszültségimpulzusokat kell megszámolnunk, hogy a kívánt eredményt megkapjuk. Ezeknek az impulzusoknak megszámlálása nem könnyű feladat, mivel ezeknek az impulzussorozatoknak ^{x/} amplitúdódinamikája kb. 10^5 értékű.

Méréseinkhez olyan proporcionális számlálót használunk, melynek kamráját vékony hártya választja két részre /1. ábra/, [1]. A hártyán elhelyezett preparátum 4π térszögbe kisu-



1. ábra

gázzott bomlástermékei a két félkamra valamelyikében ionizációt hoznak létre, így mindkét félkamra munkaellenállásán jelennek meg impulzusok, melyeknek együttes számát kell meghatároznunk.

Az elektronikus berendezés tervezése szempontjából a kamra működésének következő sajátságait kell figyelembe vennünk:

A munkaellenálláson megjelenő impulzusok amplitúdója a részecske által létrehozott ionpárok számától, a számláló gázszorozási tényezőjétől és a kapacitásától függ. Az alkalmazott kamra minimálisan /egy ionpár keletkezésekor/ cca 0,2 mV amplitudójú jelet szolgáltat, ez az érték azonban a

^{x/} Itt impulzussorozatnak két, maximális amplitudójú impulzus közé eső jelek összességét nevezzük.

kamra kimenetének kapacitív terhelésekor csökken. A kamra saját zajának maximális amplitúdószintje kb. 0,1 mV értékű; ezért az elektronikus berendezés bemenetének kis kapacitásúnak és kis zajúnak kell lennie, hogy a számlálандó jelek a zajtól megkülönböztethetők, diszkriminálhatók legyenek. Maximális ionizációt létrehozó nagyenergiájú részecskék a munkaellenálláson 8 ~ 10 V amplitúdójú jeleket eredményeznek.

Az a tény, hogy a kis és nagyenergiájú részecskék különböző mértékű ionizációt hoznak létre, nemcsak az elektronikus rendszer szempontjából kedvezőtlen, hanem magában a kamrában is számlálási veszteséget hoz létre, melynek értéke nagypontosságú mérések esetén zavaró lehet. Amíg ugyanis a kisenergiájú részecskék által létrehozott ionizáció nem nagy értékű, a közvetlenül egymásután keletkező ionáramok az összeintegrálódás, "egymásra ülés" ellenére is megkülönböztethetők, számlálási veszteség nem lép fel, ill. - két félkamra esetén - csak a koincidenciák miatt adódó igen kis értékre korlátozódik. Nagyenergiájú részek ionizációja esetén ionizáció a gázban olyan nagy értéket érhet el, hogy a kamra telítésbe megy. Addig az ideig, amíg az ionizáció le nem csökken a telítési érték alá, a kamra újabb kimenőjelet szolgáltatni nem tud. Ezt az időt, mely 4 ~ 5 mikrosec. értékű, mint holtidőt a számítások során figyelembe tudjuk venni, azonban törekednünk kell arra, hogy a kamra holtidőt az elektronikus rendszer ne nagyon növelje. Megjegyzendő, a teljes elektromos jel hossza a kamra holtidejének többszöröse, mivel a pozitív töltésű ionok vándorlási sebessége a kamrában jóval kisebb, mint az elektronoké, így minden jel után 100-200 mikrosec. ideig a munkaellenálláson egyre csökkenő értékű áram folyik addig, míg a kamra teréből az utolsó pozitív ion el nem távozik. Ez az áram egy feszültséglépcsőt hoz létre a kimeneten, melynek értéke a nagyamplitúdójú jelek után néhány millivoltos értéket érhet el. A nagyamplitúdójú jelek után érkező további jelek tehát egy, néhány millivoltos feszültséglépcsőre szuperponálva jelennek meg, ezt a tényt az elektronikus rész tervezésénél figyelembe kell vennünk.

A kamra jeleit erősítő berendezéssel szemben támasztott követelmények miatt tehát olyan kapcsolást kell választanunk, mely nem hamisítja meg az erősítendő impulzusok számát, /a kamra összeintegrálódott jeleinek szétválasztása, kisértékű holtidő és megfelelő zajvágás biztosítható/, kis zajjal, kis bemenő kapacitással és nagy stabilitással rendelkezik.

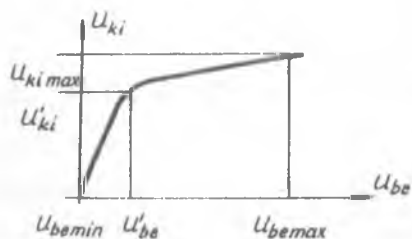
Az erősítő és a számláló között a zajvágás érdekében diszkriminációt kell alkalmaznunk, mivel a minimális jelszint és a kamra zajszintje azonos nagyságrendű. A diszkrimináció miatt DC erősítőt a feladat megoldásához nem alkalmazhatunk, mivel az erősítő átviszi a nagyamplitúdójú jelek után a kamra kimenetén jelentkező feszültséglépcsőt, és ezért mintegy száz mikrosec. holtidő lép fel. Holtidőt okoz a csövek kontaktpotenciáljának in-

gadozása és a jelek összeintegrálódása is.

RC csatolású impulzuserősítőt a tulvezérlődés miatt nem alkalmazhatunk, ez a nagyamplitudójú jelek után 50-100 mikrosek. holtidőt okoz, a számlálási veszteség igen nagy lesz. Ha nonover-loading erősítőt használunk, tulvezérlődés nem lép fel, azonban az erősítők vágóköreinek áramlökései nagy jelek limitálásakor néhány millivoltos impulzust hoznak létre az áramkör szórt induktivitásain, ezeket a jeleket az erősítő felerősíti a megszámlálandó jelekkel együtt és így számláláskor hibás impulzusszámot kapunk. További nehézséget jelent a jelek ellenkező polaritású tullövéséből eredő holtidő megszűntetése is. Az RC csatoló fokozatok deriváló hatásuk folytán szintén hasonló hibát okoznak, mivel az RC fokozatokon átvitt néhány voltos impulzusok után az alapszinten millivoltos ingadozás keletkezik, amely az erősítő után alkalmazott diszkriminációtól függően pozitív, vagy negatív számlálási hibát hoz létre.

A kérdés elemzése során bebizonyosodott, hogy az adott feladat dinamikakompresszor alkalmazásával oldható meg a legegyszerűbben, mivel a jelek amplitudó-spektruma által tartalmazott információt jelen feladatunknál nem használjuk fel, csak az impulzusok számát akarjuk meghatározni.

Dinamikakompresszorok alkalmazása a híradástechnikában igen elterjedt, leggyakrabban szinuszos jelek dinamikáját csökkentik különböző áramkörökkel. Ezek közös jellemzőjeként kétféle adatot szokás megadni. Használják a kompresszióhatásfok fogalmát, mely azt mutatja meg, hogy a bemenő jelek amplitudóspektrumának hány százalékát komprimálja a berendezés az előírt amplitudó határok közé, a 2. ábra jelölésének értelmében:



2. ábra

$$k = 1 - \frac{U_{be \max} - U'_{be}}{U_{be \max} - U_{be \min}}$$

ahol az értékeket dekádokban kell helyettesíteni.

A másik jellemzőt, az un. kompressziótényezőt, vagy transzferdinamikatényezőt az alábbi kifejezés definiálja:

$$c_k = \frac{U_{ki \max} / U'_{ki}}{U_{be \max} / U'_{be}}$$

Mindkét adatot megadhatjuk impulzusüzemben működő dinamika-kompresszoros jellemzőiként, mi az alábbiakban transzferdinamikatényezőt használjuk.

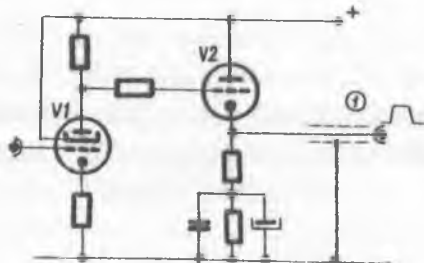
Az impulzustechnikában nem alkalmazhatók a szokványos átviteltech-

nikai dinamikakompresszorok, impulzussorozatok dinamikájának csökkentését néhány speciális szempont figyelembevételével lehet megoldani. Néhány tizedvoltage feszültségamplitudó alatt nem lehet a jelenleg általánosan használt alkatrészekkel jó hatásfokkal módosítani a jelek dinamikáját, így nem valósítható meg olyan berendezés, melyben egy kompresszorfokozat előbb összenyomja a dinamikát, majd ezt egy szokványos impulzuserősítővel erősítjük; a kompressziót feltétlenül fokozatonként, az erősítéssel együtt kell megvalósítanunk. Nem szabad impedanciaváltozás segítségével komprimálnunk, azaz úgy, hogy az elektroncsövek anódáramdinamikáját változatlanul hagyjuk és kompressziót nonlinearis anódimpedancia segítségével hozunk létre, mert az áramlökések által létrehozott zajt nem tudjuk kiküszöbölni. A kompresszorfokozatok erősítését nem tudjuk negatív visszacsatolással stabilizálni, mert ennek alkalmazása a kompressziós karakterisztika linearizálását eredményezi.

A fenti szempontokat legkönnyebben akkor tudjuk kielégíteni, ha az elektroncső nonlinearis transzferkarakterisztikáját $/U_g - I_a/$ használjuk fel a komprimálás céljaira. Az erősítő rácsára DC vagy RC csatolással, negatív polaritással csatoljuk az erősítendő jeleket. Egy ilyen fokozat munkapontját leghelyesebb 0 Volt rácselőfeszültségnél megválasztani és úgy beállítani az anód-, illetve árnyékolórácsfeszültséget, hogy a cső néhány voltnál már lezárjon. Jó belső árnyékolású cső esetén /nagy belsőellenállású pentóda/ a rácsoldalon megjelenő nagyamplitudójú jel a cső anódkörében semmilyen zavart nem okoz. A 0 rácselőfeszültség megválasztása a stabilizálás szempontjából is igen előnyös, hiszen ennél a rácselőfeszültség-tartománynál az elektroncső meredeksége csak a csőelektródák geometriai elrendezésétől függ. A fokozat kimenetén megjelenő pozitív polaritású jeleket lehetőleg teljes dinamikával ajánlatos átvinni /RC csatolás kerülendő/, esetleg DC csatolást és rácsáramos vágást lehet alkalmazni, ekkor azonban megfelelően kis értékre kell korlátozni a keletkező rácsáramot.

A fenti megfontolások alapján kompresszorunkat a következőképpen építettük fel:

A proporcionális számláló negatív jeleket szolgáltat két független munkaellenálláson, így a jeleket két csatornán, közel 0 V előfeszültségű erősítő fokozattal erősítjük. Ennek a fokozatnak a beállítása olyan, hogy az elektroncső lezárási pontja körülbelül 3 Volt környékén van /3. ábra/.

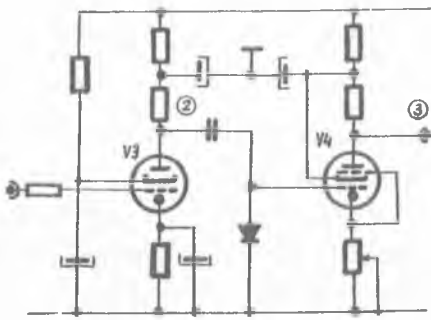


3. ábra

Elektroncsőként EF 86 csövet alkalmaztunk, mikrofóniamentessége, kis zaja és kis bemenőkapacitása miatt. Az EF 86 cső anódjában már pozitív impulzusok jelennek meg. Ezeket a jeleket katódfollower továbbítja a bemenőfej csatoló kábeléhez. Ez a katódfollower egyenáramú csatolásban van az előző fokozattal, enne!

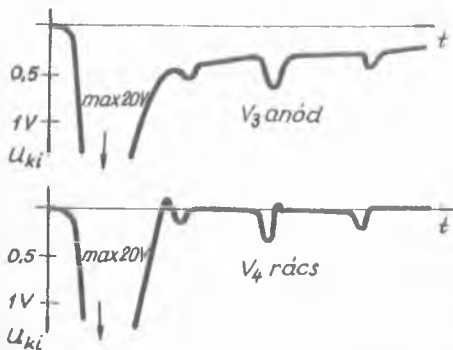
esetleges egyenszint ingadozásait megfelelően méretezett katódelLENállása miatt jelentősebb rácskatód feszültségváltozás nélkül képes követni. Váltóáramu szempontból a kat followert úgy méreteztük, hogy a maximális amplitudóju jeleket ne tudja átvinni, rácsáramos vágás jöjjön létre. A rácsáram értékét rácsellenállás korlátozza, ezáltal további határolás jön létre a nagy amplitudóju jelek tartományában. A jeleket illesztetlen koaxiális kábellel csatoljuk a tulajdonképpeni berendezéshez. Az impulzusok minimális amplitudója a kábelén 3-5 mV, maximális értéke cca 5 V, azaz c_k már csak 10^3 .

A bemenőfej jeleit nagyerősítésű fokozat erősíti tovább, mely a kábelén keresztül DC csatolásban van a bemenőfej katódfollowerével /4. ábra/.



4. ábra

ja, és az eredeti amplitudószintben csatolja a következő fokozat számára, így meggátolható, hogy a további limitáció eltüntesse a nagyjel után a kis amplitudóju jeleket /5. ábra/.



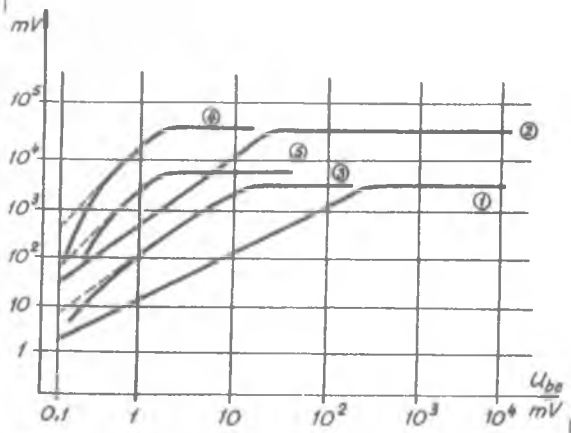
5. ábra

A működési elv és a tervezési szempontok ennél a fokozatnál is azonosak az előzőével. A V_3 cső kimenetén megjelenő minimális jelamplitudó cca 100 mV a kompressziótényező $c_k=2 \times 10^2$. A jelek polaritása negatív, így a fokozat után megfelelő deriváló kört $\tau_k = 4$ mikrosek / alkalmaztunk, amely az eddigi DC csatolások esetleges szintingadozásait már nem viszi át, azonfelül a kamrában a nagyenergiájú részecskék szuperponált, illetve összeintegrálódott jeleket leválaszt-

A deriváló fokozat a jeleket pozitív túllövással állítja elő, a túllövés amplitudóját diódával korlátozni kell, nehogy a további fokozatok rácsáramba fussanak. Ezek a jelek a bemenőfejhez hasonlóan további fokozatokkal erősíthetők. A V_4 anódján megjelenő pozitív polaritású jelso-rozatok dinamikája már csak cca 30., és ezt már közönséges fokozatok erősítik. A V_5 cső biztosítja a két kompresszorcsatorna, illetve a két félkamra jelsorozatainak összeke-verését. Az összekevert jelsorozatokat to-

vábbi erősítés után katódfollower csatolja egy számláló bemenetéhez.

A kompressziós karakterisztikákat a 6. ábra mutatja be. A karakterisztikákból láthatjuk, hogy a berendezés első fokozatai lineáris limitált erősítőként viselkednek, a deriváló tag utáni fokozatoknál tapasztalhatunk



6. ábra

A görbék a 7. ábrán feltüntetett pontok dinamika-karakterisztikái.

rácselőfeszültségét - 0,1 V értékre állítottuk be, ahol a csövek negatív előfeszültséget kapnak /pozitív vezérlőjel esetén/ a csövek katódárama van stabilizálva, így a meredekség ingadozás nagymértékben lecsökkenthető.

A fokozatokat a fenti szempontok szerint állítottuk be, a készülék teljes kapcsolási rajzát a 7. ábra mutatja be. A berendezés főbb jellemzőit az alábbiakban foglaljuk össze:

A limitálási szint a bemenetre vonatkoztatva	1,5 mV
A lineáris tartomány erősítése	$5 \cdot 10^3$
A limitációs szint stabilitása x/	10 %
Az erősítés stabilitása x/	± 1 %
Sávszélesség	1,6 MHz
Maximális kimenő-impulzus	10 V

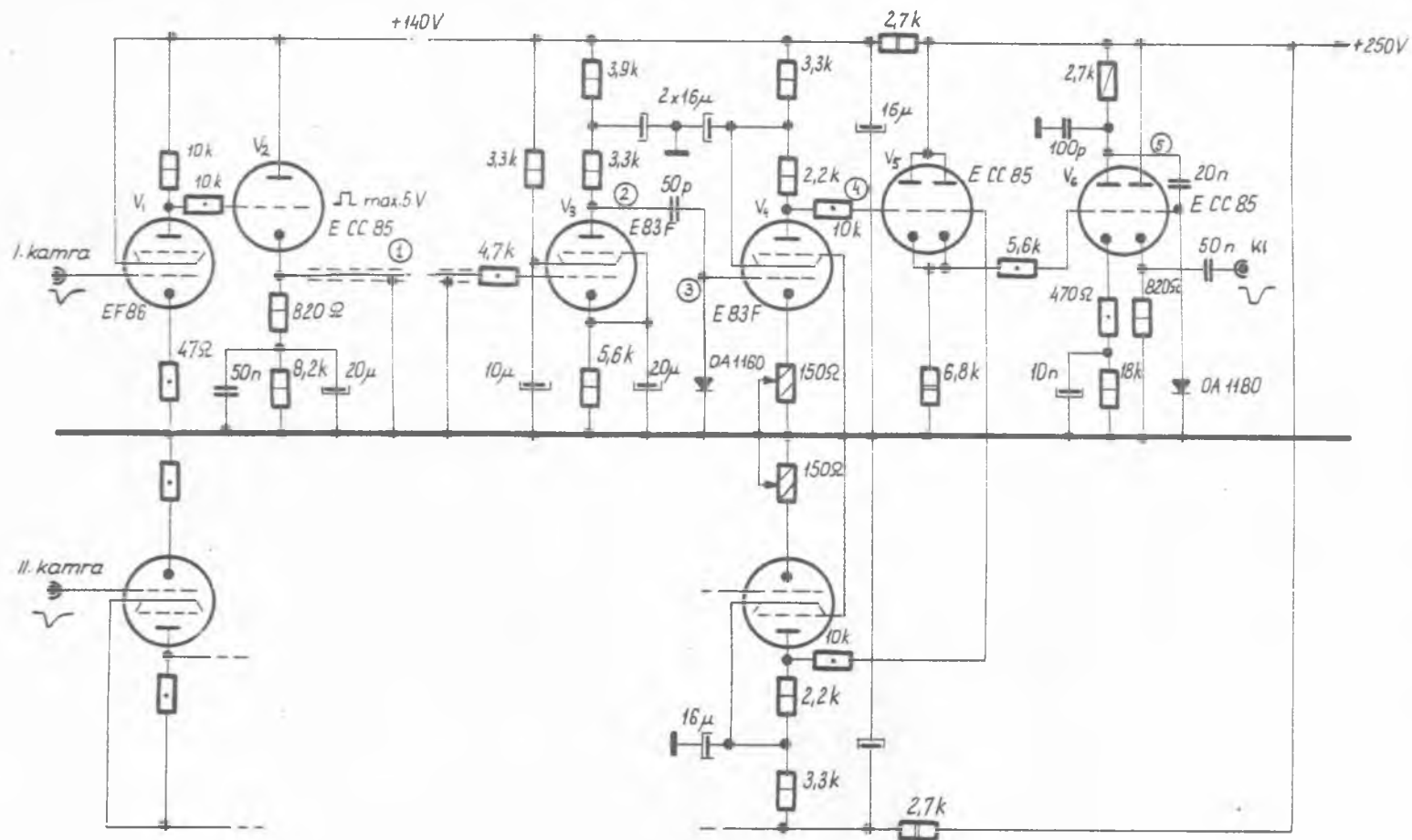
Az EF 86 cső alkalmazásával sikerült elérnünk, hogy az elektronikus rendszer bemenetre vonatkoztatott zaja kisebb, mint 20 mikrovolt. A mérések alapján a berendezés holtideje $6 \mu\text{sec}$ értékűnek adódott.

A berendezés jól alkalmazható α - β sugárzók proporcionális kamrával történő abszolút-aktivitásméréséhez, [1], felhasználható egyéb gázionizációs problémák vizsgálatához. Ilyen kompresszorfokozatok felhasználásával könnyen felépíthető változtatható erősítésű és kompressziótényezőjű lineáris erősítő, mellyel hasonló méréseket végezhetünk el különböző mérési feltételek mellett.

x/ ± 10 % anód- és fűtőfeszültség ingadozásnál.

a karakterisztika elején is görbültséget. Ezt a görbültséget az alkalmazott előfeszítetlen megfogó dióda változó záróimpedanciája okozza, ez azonban a jelen mérésnél nem zavaró, sőt a zajvágás miatt kedvezőnek mondható. /A diódára csak a két csatorna jeleinek összekeverését végző fokozat miatt van szükség, ez egyéb alkalmazásoknál elhagyható. Az ábrába berajzoltuk a dióda nélküli fokozat karakterisztikáját is./

Az erősítés stabilizálását a csövek meredekségének stabilizálásával biztosítottuk. Ahol lehetett a csövek



7. ábra

Befejezésül köszönetemet fejezem ki Dézsi István és Szabó László tud. munkatársaknak, kik munkámat figyelemmel kísérték és értékes tanácsokkal szolgáltak.

I r o d a l o m

- [1] Dézsi I., Fehér I.: Radioaktív anyagok abszolút mérése I.
/Megjelenés alatt/.

Érkezett 1963. jan. 29.

KFKI Közl. 11. évf. 2. sz.

DEKADIKUS KINYOMTATÓ

Irta: Bakos József, Erdőkürti Zoltán és Nagy György

Összefoglalás

Elkészítettünk egy dekadikus kinyomtató berendezést, amely jelen formájában laboratóriumi mérésekre jól használható. A tapasztalatok alapján, azonos elvi felépítésű, nagyobb teljesítményű készülék is előállítható.

1. § .

Régi kíváncsi az impulzusszámlálással kapcsolatban az, hogy a scalerben megjelenő értéket közvetlenül papírra nyomtatva kapjuk meg. Különbösen előtérbe kerül ez a feladat, ha sokszor kell leolvasni, ha automatikus mérőberendezést akarunk építeni, vagy ha több csatornában tárolt információt szeretnénk minél kevesebb idővesztéssel rögzíteni. Jelen munkában egy, erre a célra épített nyomtató berendezést ismertetünk. A berendezés másodperceként egy sor kinyomtatására alkalmas. A jelenlegi kivitelben egy sor nyolc számjegyből áll. Az S-11-R típusu impulzus számlálóhoz kapcsolva használjuk. A szükséges elektronika tranzisztoros kivitelű. Az egész berendezés mechanikával együtt egy R5 rack-fiókban nyert elhelyezést. A berendezés jelenlegi megvalósítási formáját nem tekintjük véglegesnek. Célunk az eddig használt összeadó számológépek kiküszöbölése, a felhasznált elv olyan berendezésben való kipróbálása volt, mely nyilvánvalóvá teszi, hogy ezen irányban érdemes továbbhaladni.

2. §.

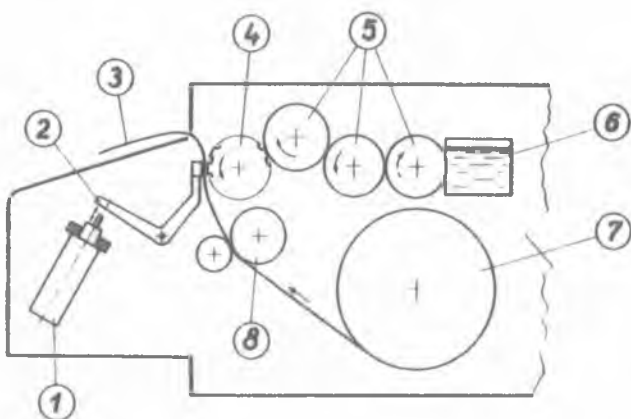
Az általunk készített kinyomtató az ún. "repülő-nyomtatók" /flying-printer/ közé tartozik, mert a nyomtatás az állandó szögsebességgel forgó számkerekekről, a kerék forgatása közben történik. A rendszer előnye, hogy a gyorsításokból és lassításokból származó erőhatásokat kiküszöböli.

A nyomtatás időtartama alatt az egyes scaler-fokozatok közötti összeköttetés megszakad. A különválasztott dekádokat azonos jelforrásból származó kiolvasó impulzusokkal párhuzamosan feltöltjük. Ha valamelyik dekádban tárolt impulzusszám 10-re egészül ki, az illető dekád kimenetén is megjelenik egy jel. Ez felerősítve eljut a dekádnak megfelelő mágneshez, amely a forgó

számkerék megfelelő számjegyéhez nyomja a papírt. A kiolvasó jelek száma a dekádban tárolt impulzusszám komplementere, ezért a számkerék fordítva van számozva, hogy a nyomtatásnál helyes értéket kapjunk.

A feltöltő impulzussorozat és számkerék közötti együttfutást egy, a mechanikával szigorúan kötött szinkrontárcsa biztosítja. Az összes számjegy kinyomtatása a számkerék 1 fordulata alatt következik be, 9-től a 0-ig, az azonos jegyek egyidőben. A nyomtatás után a scaler dekádok közötti összeköttetés ismét helyreáll és a rendszer számolásra kész.

A fenti működési elvnek megfelelő mechanika gyakorlati kivitelének sematikus rajzát az 1. ábra mutatja. Látható, hogy a folyékony festéket tartalmazó tartályból (6) a számke-



1. ábra

adógépekben használt, 60 mm széles papírtekercs (7). Az egész mechanika egy subrack-szerű egységbe van szerelve, amely az R5 rack fiók előlapjába vágott ablakon keresztül a fiókba tölthető. Ez a kiviteli forma biztosítja a papír és a festék utánpótlási lehetőségét.

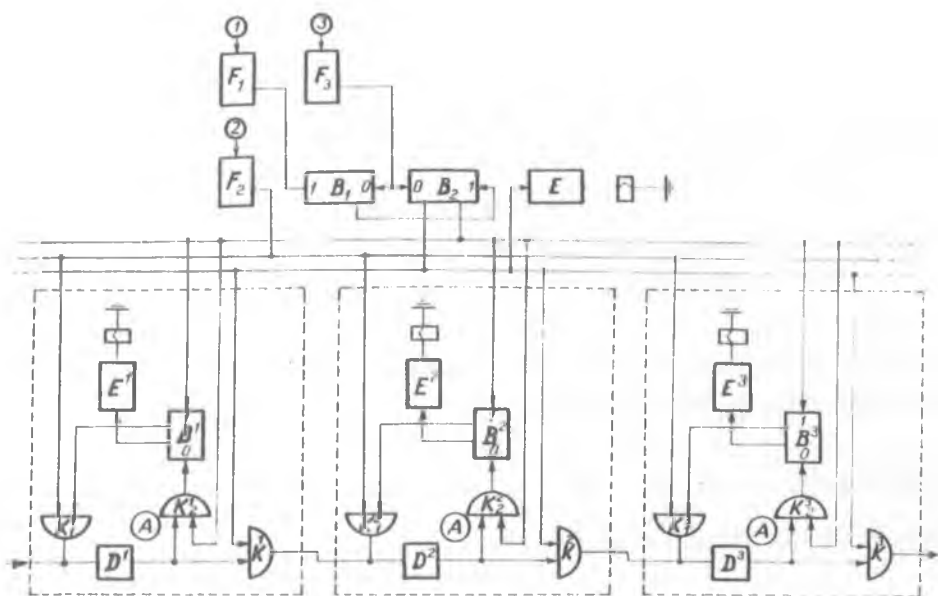
Ugyancsak ebben az egységben állítjuk elő a kiolvasó, illetve ún. szinkronizáló / 1.később/ impulzusokat is. A festékező hengerek egyikének tengelyére 10, illetve 1 lukkal ellátott tárcsát szereltünk, melyeken keresztül egy izzólámpa fénye fototranzisztorokra esik, amelyek a szükséges impulzusokat így előállítják.

A mechanikával kapcsolatban még a következőket kell megjegyeznünk. Furcsának tűnik a választott festékezési mód. Célunk a felépítésben az volt, hogy tekintetbe véve a bevezetőben adott szempontokat, a szakaszos továbbítást, ha lehet, bonyolultsága miatt kerüljük el. Ezért írógépszalag helyett ezt a megoldást választottuk. A felépítés azonban olyan, hogy a folyékony festék ellenére a berendezés nyugodtan forgatható festéksorgás veszélye nélkül. E festékezési mód előnye, hogy

éles konturral rendelkező számot ad,

kisebb nyomtató erő szükséges a mágneseknél és egy töltés hosszú üzemeltetést biztosít.

A mérendő impulzusok számlálását a sorbakapcsolt D^1 , D^2 és D^3 dekádok végzik /2. ábra/, amikor is a K^1 , K^2 és K^3 kapuk az előző dekádok



2. ábra

eredményjeleit sorba átbocsátják./dekádok soros kapcsolata/. K^1 , K^2 és K^3 egyenáramú "és" kapuk. A (2), illetve (3) bemeneten érkeznek a mechanikai egy-ségből a fototranzisztorok által adott kiolvasó, illetve szinkronizáló jelek. Ezeket az F_2 és F_3 formálókörök adott hosszra és amplitúdóra formálják. Az (1) bemeneten érkezik a nyomtatási parancs, amelyet az F_1 formálókör formál. A dekádok számolási helyzetében a B_1 , B_2 és a B^1 , B^2 , B^3 billenőkörök "0" állapotban vannak és a "0" felőli kimeneti pontok adják a logikai IGEN-szintet, míg az "1" felőli kimeneti pontok a NEM-szintet. Ennek következtében a K_1^1 , K_1^2 , K_1^3 és K_2^1 , K_2^2 , K_2^3 kapuk zárnak, míg K^1 , K^2 , K^3 kapuk nyitva vannak. A nyomtatási parancs beérkezésekor a B_1 billenőkör "1" állapotba kerül, majd a rákövetkező szinkronjel beérkezésekor ismét "0" állapotba és ugyanakkor a B_2 billenőkör "1" állapotba megy. Ennek következtében a B^1 , B^2 , B^3 billenőkörök "1" állapotba jutnak, a K^1 , K^2 , K^3 kapuk zárnak, a K_1^1 , K_1^2 , K_1^3 és K_2^1 , K_2^2 , K_2^3 kapuk nyitnak, azaz a rendszer nyomtatásra kész, mert a K_1^1 , K_1^2 és K_1^3 kapukon keresztül a kiolvasó jelek párhuzamosan minden dekád be-menetére eljutnak, míg a dekádokat összekötő K^1 , K^2 és K^3 kapuk a jelek nem eresztik át /a dekádok parallel kapcsolata/. A dekádok feltöltését jelző

jel a K_1^1 K_2^2 , illetve K_2^3 kapun keresztül jut a nyomtatóhoz. Az (A) - pontokon megjelenő ezen jelek "0" állapotba viszik a B^1 B^2 B^3 billenőköröket, ezzel a K_1^1 K_1^2 K_1^3 és a K_2^1 K_2^2 és K_2^3 kapuk zárnak és a K^1 K^2 K^3 kapuk nyitnak /ismét soros kapcsolás/. Ugyanekkor az E erősítő bemenetén megjelenő jel az elektromágnes segítségével a papírt továbbítja. Ezzel a rendszer ismét számolásra kész. A bekeretezett részek dekádanként ismétlődnek.

A K_1^1 K_1^2 K_1^3 és K^1 K^2 K^3 funkcionálisan indokolt kapuk mellett a K_2^1 K_2^2 K_2^3 leválasztó kapuval a dekádok leginkább zavarmentes működését igyekeztünk biztosítani.

A B^1 B^2 B^3 billenőkörök biztosítják az E^1 E^2 E^3 erősítők működéséhez egyébként is szükséges jelnyújtást és egyúttal a K_1^1 K_1^2 K_1^3 kapuk meghajtását is. Ezzel elkerültük a nyomtatás után szükséges nullázást és az ahhoz szükséges egységet is, de elestünk attól a lehetőségtől is, hogy a scalerben tárolt információt kinyomtatás után is megtarthassuk. Jelen fázisban azonban erre nem is volt szükség.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton is szeretnénk megköszönni a IV. Mechanikai Műhely pontos munkáját.

Érkezett 1963. jan. 30.

KFKI. Közl. 11. évf. 2. szám, 1963.

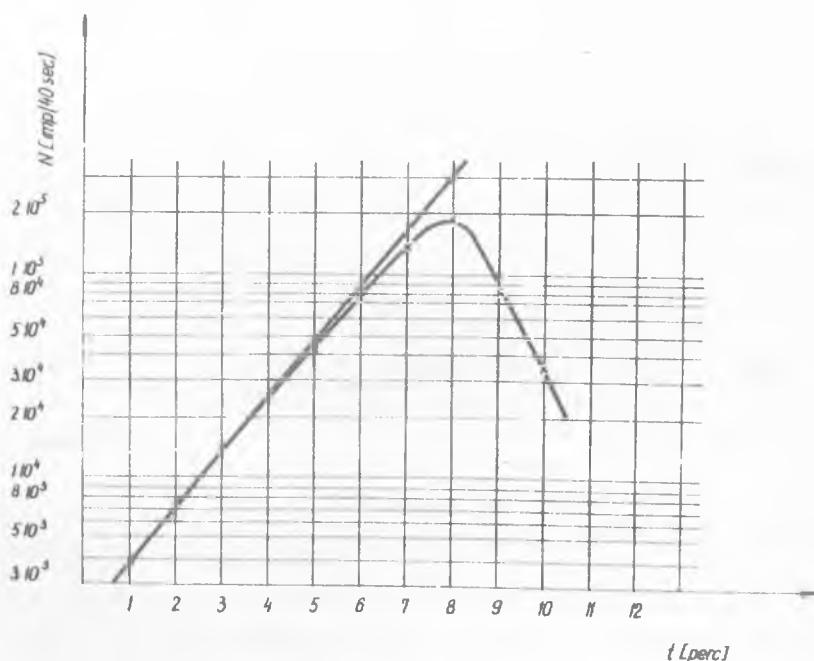
BF₃ SZÁMLÁLÓCSŐ ALKALMAZÁSA IONIZÁCIÓS KAMRAKÉNT

Irta: Zobor Ervin

Összefoglalás

Röviden ismertetésre kerül az CHM-5 (SzM-5) BF₃ számlálócsőnek ionizációs kamraként való alkalmazása. Megadjuk a szóbanforgó számlálócső ionizációs kamra tartományban felvett karakterisztikáját és a ZR-1 kritikus rendszeren szerzett közel kétéves üzemeltetés tapasztalatait.

Atomreaktorok biztonságos üzemeltetése megköveteli, hogy a neutron-fluxusról mindenkor megbízható mérési adat álljon rendelkezésünkre. Indítás-kor a detektálás impulzus üzemi mérőláncon /detektor: BF₃ számlálócső vagy hasadási kamra/ történik, a magasabb teljesítményszinteken azonban az egyenáramú láncok /detektor: ionizációs kamra/ veszik át a mérést. Az egyenáramú láncról működtetett biztonságvédelmi csatorna egyben fedővédelműl /a reaktor



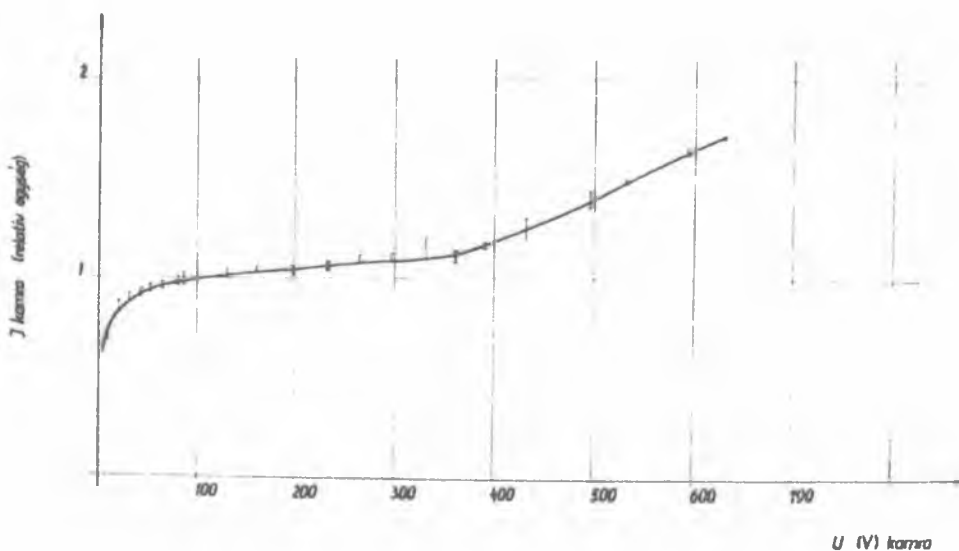
1. ábra

Exponenciális teljesítménynövekedés esetén mért be-
ütésszámok. /ZR-1 mérési jegyzőkönyv 3. 31. 2b. sz.
mérés, 1961. III. 31. 65. oldal/. Kétszerezési idő:
 $T_{2x} = 69,8 \text{ sec.}$

üzemi teljesítményszintje felett működő védelem/ is szolgál, mivel a teljesítményszint hirtelen - esetleges üzemzavar felléptekor - megnövekedése esetén az impulzus üzemű mérőlánc nem tudja feldolgozni a magas beütésszámot és teljesen félrevezető információt nyújt, mint azt az 1. sz. ábrán is láthatjuk, ahol a mért beütésszámot ábrázoltuk az idő függvényében exponenciális teljesítménynövekedés esetén. /40 sec. mérés, 20 sec. szünet/

A ZR-1 rendszer üzemeltetése kezdetén nem állott elegendő ionizációs kamra rendelkezésünkre és ezért CHM-5 /SZNM-5/ típusu BF_3 számlálócsövet alkalmaztunk ionizációs kamra beállításban "KAKTUSZ" típusu dozimetriai műszerhez /elektrometrikus bemenetű egyenáramu erősítő, az elektrométer cső a mérőegységhez kábelen csatlakozik/, amelyen előzőleg biztonságossági és adaptálási okokból néhány módosítást hajtottunk végre.

A felvett karakterisztika alapján /2.sz. ábra/ az anódtelepek öregedésére számítva 160 V működtetésű feszültséget választottunk /az CHM-5 számlálócső üzemi feszültsége 1250 V proporcionális számlálónak alkalmazva/.



2. ábra

CHM-5 típusu BF_3 számlálócső ionizációs kamra karakterisztikája.

A közel két éves üzemi tapasztalat szerint az ismertetett egyenáramu biztonságvédelmi mérőlánc teljesen megbízhatóan működött. Időállandója a kis kamrapacitás miatt kisebb, mint a KHT-53 /KNT-53/ típusu ionizációs kamrával felépített láncé. A kamra linearitásának vizsgálatát az alacsony üzemi teljesítményszintek nem tették szükségessé. Érzékenysége megközelítőleg a KHT-53 típusu ionizációs kamra érzékenységének $/1,18 \cdot 10^{-14} \text{ A /neutron/cm}^2\text{sec/}$ a kétszerese.

Érkezett 1963. febr. 1.

KFKI Közl. 11. évf. 2.szám. 1963.